Absolutmessungen zu den Elementarprozessen der Bremsstrahlungserzeugung und zur Ionisation der K-Schale

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Michael Komma

aus Wallerstein

1980

80 352

Absolutmessungen zu den Elementarprozessen der Bremsstrahlungserzeugung und zur Ionisation der K-Schale

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Michael Komma

aus Wallerstein

1980

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung : 29.5.1980
Dekan : Prof. Dr. W. Prandl
1. Berichterstatter : Prof. Dr. W. Nakel
2. Berichterstatter : Prof. Dr. H. Krüger

A b s t r a c t

KOMMA, MICHAEL
ABSOLUTMESSUNGEN ZU DEN ELEMENTARPROZESSEN DER BREMSSTRAHLUNGSERZEUGUNG UND ZUR IONISATION DER K-SCHALE.

In einer zweiparametrigen Absolutmessung wurden die dreifach differenziellen Wirkungsquerschnitte der Elektron-Kern (en-) Bremsstrahlung an C, Cu, Ag und Au und der Elektron-Elektron- (ee-) Bremsstrahlung an C und Cu in Abhängigkeit von der Energie der gebremsten Elektronen und der Energie der Bremsquanten bestimmt. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt der Ionisation der K-Schale wurde für Ag und Au in Abhängigkeit von der Energie des auslaufenden Elektrons absolut gemessen.
Die Messungen wurden bei einer Primärenergie der Elektronen von 300keV, einem Elektronenwinkel von 20° und einem Photonenwinkel von -35° durchgeführt.
Es wird ein neues Optimierungsverfahren zur Konstruktion eines dreifach-fokussierenden Magneten vorgestellt. Mit diesem Magneten konnten die inelastisch gestreuten Elektronen in einem Energiebereich von 40keV bis 200keV innerhalb eines Raumwinkels von 1,36msr von den elastisch gestreuten Elektronen getrennt werden und auf einen Oberflächen-Sperrschicht-Zähler mit $8mm^{\varnothing}$ fokussiert werden.
Der Vergleich der Meßergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen von Elwert und Haug (en-Bremsstrahlung) und Haug (ee-Bremsstrahlung) ergibt für diese Prozesse eine gute Übereinstimmung. Ein Einfluß der Bindung der Atomelektronen auf das Spektrum der ee-Bremsstrahlung konnte bei Z=6 und Z=29 bei den vorliegenden Parametern nicht festgestellt werden. Für Z=47 und Z=79 deuten sich Koinzidenzereignisse an, die durch die ee-Bremsstrahlung verursacht sein können. Eine genauere Analyse dieser Ereignisse kann erst erfolgen, wenn das zugehörige charakteristische Quant in Koinzidenz nachgewiesen wird.
Die gleichzeitig gemessenen Wirkungsquerschnitte der K-Schalen-Ionisation von Ag und Au weichen bei den oben genannten Parametern vor allem an den Enden der Spektren merklich von den Rechnungen von Das und Das und Konar ab.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548919_0073

Inhalt

	Einleitung	7
1.	Meßprinzip	10
1.1	Die Kinematik der inelastischen Prozesse	10
1.2	Die zweiparametrige Messung	14
2.	Apparatur	17
2.1	Koinzidenzschaltung	17
2.2	Aussonderung unerwünschter Elektronen und Photonen	19
2.2.1	Optimierung des Dipolmagneten mit Hilfe der linearen Theorie	21
2.2.2	Experimentelle Optimierung	24
2.2	Halbleiterzähler, Elektronik und Datenverarbeitung	28
3.	Auswertung der Spektren	31
3.1	Differenzspektren	35
3.2	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte	42
3.3	Meßparameter und Fehler	43
4.	Diskussion	45
4.1	Die Elementarprozesse der Bremsstrahlung	45
4.2	Die Ionisation der K-Schale	54
	Zusammenfassung	61
	Literaturverzeichnis	63

Einleitung

Ein Atom bietet die Möglichkeit, die Wechselwirkungen eines auftreffenden Elektrons mit einem nackten Kern oder mit freien Elektronen zu untersuchen, solange die Abschirmung und die Wechselwirkungen der Targetteilchen untereinander keine Rolle spielen. In dieser Näherung kann deshalb ein Atom dazu dienen, die elastischen Prozesse der Mott- und der Møllerstreuung und die inelastischen Prozesse der Elektron-Kern (en)- und der Elektron-Elektron (ee)-Bremsstrahlung am freien Elektron zu messen.

Mit wachsender Ordnungszahl muß jedoch bei den am Kern stattfindenden Prozessen die Abschirmung berücksichtigt werden, an die Stelle der Møller-Streuung tritt die Ionisation bzw. Anregung durch Elektronenstoß, und die ee-Bremsstrahlung erscheint als Ionisation bzw. Anregung bei zusätzlicher Emission eines Bremsquants. Nun dient nicht mehr eines der Atomteilchen als Stoßpartner in einem Zweikörperproblem, sondern das ankommende Elektron als Sonde für das Atom.

In der Fortsetzung der im hiesigen Institut durchgeführten Messungen zur Bremsstrahlungserzeugung (1-5) war es das Ziel der vorliegenden Arbeit, das Energiespektrum der ee-Bremsstrahlung zu messen. Darüberhinaus sollte in Erfahrung gebracht werden, inwieweit sich dabei der Einfluß der Bindung des Atomelektrons auf das Spektrum bemerkbar macht, und unter welchen Bedingungen er quantitativ nachgewiesen werden kann.

Wegen der Vielzahl der möglichen Wechselwirkungen des primären Elektrons mit dem Atom und des im Vergleich mit den anderen Prozessen kleinen Wirkungsquerschnittes der ee-Bremsstrahlung, bereitet es schon Schwierigkeiten, diesen Prozeß überhaupt nachzuweisen. Eine Möglichkeit besteht darin, den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt (differentiell nach der Energie und der Richtung des Bremsquants) der en-Bremsstrahlung auf Abweichungen vom erwarteten spektralen Verlauf zu untersuchen (6-8). Eine eindeutige Isolierung der ee-Bremsstrahlung gelingt aber erst durch die Messung des Elementarprozesses, d.h. durch den koinzidenten Nachweis von mindestens zwei der in einem Prozeß entstandenen Teilchen. Dazu wurde von W. Nakel und E. Pan-

kau (3) erstmalig der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt (differentiell nach der Energie und der Richtung eines Elektrons und der Richtung des Bremsquants) der ee-Bremsstrahlung in einer Absolutmessung bestimmt. Diese Meßmethode bietet außerdem den Vorteil, daß die vorhandenen Formeln in ihrer ursprünglichen nicht integrierten Form mit Meßwerten verglichen werden können, bei denen nicht durch Summierung eventuell vorhandene charakteristische Merkmale verdeckt werden.

Die von E. Pankau in seiner Dissertation (5) verwendete Apparatur ermöglichte die Trennung der ee-Bremsstrahlung von der en-Bremsstrahlung für eine bestimmte Energie des gebremsten Elektrons und wurde zur Messung der Winkelverteilung der Bremsquanten benutzt. Der Aufbau einer Apparatur, die die Messung innerhalb eines ausgedehnten Energiebereiches ermöglicht, erschien nicht nur wegen der relativ langen Meßzeiten sinnvoll, sondern vor allem deshalb, weil dann verschiedene am Atom stattfindende Prozesse, bei denen mindestens ein Elektron und ein Photon entsteht, in einem größeren Gebiet gleichzeitig beobachtet werden können. Außerdem ist man dann - was den Einfluß der Bindung des Atomelektrons auf die ee-Bremsstrahlung anbelangt bei der Beurteilung der Verhältnisse nicht auf eine einzige Energie angewiesen, bei der sich möglicherweise die Bindung gerade nicht bemerkbar macht.

Für die ee-Bremsstrahlung am gebundenen Elektron liegen noch keine Rechnungen vor, die es erlauben würden, einen bestimmten Parametersatz so gezielt auszuwählen, daß durch die Bindung verursachte Effekte sichtbar werden. Das Nächstliegende war es deshalb, an den bereits durchgeführten Messungen anknüpfend, die Ordnungszahl der Targetatome schrittweise zu erhöhen. Die Messungen wurden daher für die Einschußenergie $T_1 = 300\text{keV}$, den Elektronenwinkel $\vartheta_1 = 20^\circ$ und den Photonenwinkel $\vartheta = -35^\circ$ (vgl. Fig. 1) an C, Cu, Ag und Au durchgeführt.

Die Kinematik der gemessenen Prozesse und das sich daraus ergebende Meßprinzip werden im ersten Abschnitt diskutiert. Das Hauptproblem bestand im Nachweis der inelastisch gestreuten

Elektronen innerhalb eines möglichst großen Energiebereiches und ohne Störung durch die gleichzeitig entstehende sekundäre Bremsstrahlung und die um Größenordnungen häufiger elastisch gestreuten Elektronen. Dieses Problem konnte durch die Konstruktion eines nicht-dispersiven Umlenkmagneten (zweiter Abschnitt) und die Verwendung eines energieempfindlichen Elektronendetektors gelöst werden. Im dritten Abschnitt wird die Auswertung und Darstellung der Spektren beschrieben. Schließlich werden im vierten Abschnitt die Meßergebnisse mit den theoretischen Voraussagen für die en-Bremsstrahlung, die Bremsstrahlung am freien Elektron und die Ionisation der K-Schale verglichen.

1. Meßprinzip

1.1 Die Kinematik der inelastischen Prozesse.

Bei den Vorüberlegungen zur Durchführung des Experiments gibt zunächst die Kinematik der in Frage kommenden Prozesse Auskunft darüber, bei welchen Energien koinzidente Ereignisse zu erwarten sind. (Für die Abschätzung der Intensitätsverhältnisse wird man später noch die entsprechenden Wirkungsquerschnitte berücksichtigen müssen.)

Geht man von der einfachen Anordnung in Fig. 1 aus, und nimmt man an, daß es gelingt, die elastisch gestreuten Elektronen schon vor Erreichen des Elektronen-Detektors auszusondern, so können mit dieser Anordnung die in den Fign. 2-3 dargestellten Prozesse beobachtet werden. Dabei wird durch die in 2.1 behandelte Koinzidenzschaltungg der beiden Detektoren ein Nachweis der Elementarprozesse erreicht (von zufälligen Koinzidenzen soll vorläufig abgesehen werden).

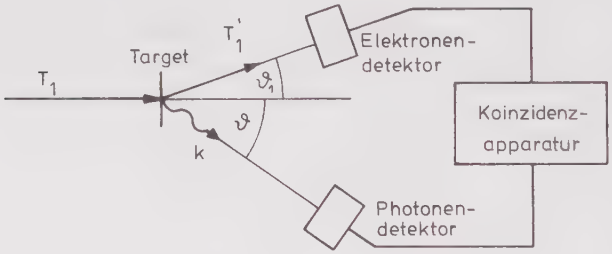

Fig. 1 Prinzipskizze des Experiments. Die mit der Energie T_1 auf das Target geschossenen Elektronen erzeugen Elektronen erzeugen Elektronen der Energie T_1' und Photonen der Energie k. Durch die koinzidente Beobachtung wird ein Nachweis der Teilchen erreicht, die im selben Prozeß entstanden sind.

Beschreibt man die Teilchen mit Viererimpulsen (P für die Elektronen und K für das Bremsquant), so lassen sich die Erhaltungssätze für die Bremsstrahlung am gebundenen Elektron in einer Gleichung (Gl. 1) zusammenfassen.

(Gl. 1) $P_1 + P_2 = P_1' + P_2' + K$

Wobei $P = (\epsilon, \vec{p})$ außer für $p_2 = (1-I, \vec{p}_2)$, da das Atomelektron mit der Energie I gebunden ist, und $K = (k, \vec{k})$.
Dabei bedeuten ϵ und k die Gesamtenergien - wie I in Einheiten von $m_o c^2$ - $\vec{p}$ und $\vec{k}$ die Impulse in $m_o c$-Einh. (Wie schon in Fig. 1 wird für die kinetischen Energien der Elektronen T verwendet, die gestrichenen Größen gehören zu den auslaufenden Elektronen, und das nachgewiesene Elektron hat den Index 1).

Bei der Auflösung von Gl. 1 nach k oder T_1' erscheinen so die en-Bremsstrahlung ($\epsilon_2 = \epsilon'_2 =$ Ruheenergie des Kerns $\vec{p}_2' = \vec{q}$), die ee-Bremsstrahlung am freien Elektron ($T_2 = P_2 = 0$, I=0) und die Ionisation (k=0) rein kinematisch als Grenzfälle der ee-Bremsstrahlung am gebundenen Elektron. Im einzelnen hat man für die Energie des emittierten Quants dann folgende Beziehungen:

en-Bremsstrahlung (Fig. 2a):

(Gl. 2) $k_{en} = T_1 - T_1'$

Dies ergibt sich natürlich auch ohne Verwendung von Gl. 1 und bedeutet, daß bei der Bremsstrahlung am Kern unter beliebigen Winkeln die nach dem Energieerhaltungssatz erlaubte Energiedifferenz k beobachtet werden kann, weil der Kern immer den passenden Rückstoßimpuls q aufnehmen kann. (Mit welcher Wahrscheinlichkeit dies geschieht, ist eine andere Frage.)

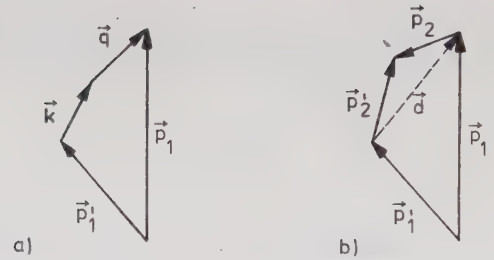

Fig. 2 Schematische Darstellung der Impulserhaltung bei der en-Bremsstrahlung (a) und der Ionisation (b). Die entstehenden Teilchen mit den Impulsen $\vec{p}_1'$ und $\vec{k}$ (a) bzw. $\vec{p}_2'$ (b) können in beliebigen Richtungen beobachtet werden, da der Kern jeden Impuls $\vec{q}$ aufnehmen kann, bzw. das Atomelektron jeden Impuls $\vec{p}_2$ liefern kann. Es ist zweckmäßig, den Impulsübertrag $\vec{d} = \vec{p}_1 - \vec{p}_1'$ einzuführen. (das bei der Ionisation entstehende charakteristische Quant, das die Beobachtung dieses Prozesses ermöglicht, ist nicht eingezeichnet.)

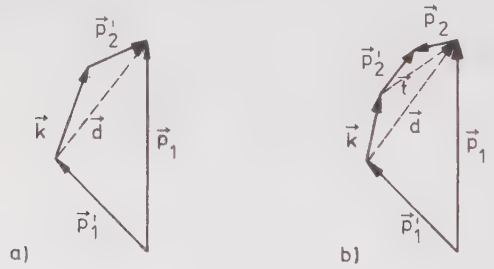

Fig. 3 Schematische Darstellung der Impulserhaltung bei der ee-Bremsstrahlung am freien (a) und am gebundenen (b) Elektron. Im Falle des freien Elektrons ist nach der Vorgabe von $\vec{p}_1'$ und einer weiteren Richtung der Rest durch die Erhaltungssätze festgelegt. Durch den Impuls $\vec{p}_2$ des Atomelektrons wird wie in Fig.2 diese Abhängigkeit aufgehoben. Außer durch $\vec{d}$ ist durch $\vec{t}$ in b) eine weitere Symmetrieachse gegeben.

.Bremsstrahlung am freien Elektron (Fig. 3a):

$$\text{(Gl. 3)} \qquad k_f = \frac{A - \epsilon_1 \epsilon_1' + \vec{p}_1 \vec{p}_1'}{A - \vec{d}\,\hat{k}}$$

Mit $A = \epsilon_1 - \epsilon_1' + 1$ $\hat{k}$: Einheitsvektor zu $\vec{k}$

Dieser Gleichung entnimmt man, daß k_f von der Richtung des auslaufenden Elektrons und der Richtung des Quants abhängt. Außerdem gilt $k_f \leq k_{en}$, da das zweite Elektron im Gegensatz zum Kern beim Stoß einen merklichen Energiebetrag übernimmt. (Näheres zu den kinematisch erlaubten Winkeln und Energien siehe E. Haug (9)).

Bremsstrahlung am gebundenen Elektron (Fig. 3b):

$$\text{(Gl. 4)} \qquad k_g = \frac{A - \epsilon_1 \epsilon_1' + \vec{p}_1 \vec{p}_1' - A \cdot I + \frac{1}{2}(I^2 - p_2^2) - \vec{d} \cdot \vec{p}_2}{A - \vec{d}\,\hat{k} \qquad\qquad - I - \vec{p}_2\,\hat{k}}$$

Zunächst findet man für verschwindendes I und p_2 in Gl. 4 die Quantenenergie der Bremsstrahlung am freien Elektron wieder. Da jedoch das Atomelektron alle möglichen Impulse $\vec{p}_2$ besitzen kann, wird unter beliebigen Richtungen die Beobachtung eines Bremsquants möglich, solange gilt: $0 \leq k_g \leq T_1 - T_1' - I$. Die zugelassenen Wertepaare $(T_1';k)$ liegen also nicht mehr auf einer Geraden (Gl. 2) oder auf einer Kurve (Gl. 3), sondern innerhalb eines Dreiecks in der T_1'-k-Ebene (s. Fig. 4).

Ionisation (Fig. 2b):
Für $k=I = p_2 = 0$ erhält man aus Gl. 1 die bekannte, von der Beobachtungsrichtung abhängige Møllerenergie (Gl. 5).

$$\text{(Gl. 5)} \qquad T_1' = T_M = \frac{T_1 \cdot \cos^2 \vartheta_1}{1 + \frac{1}{2} T_1 \sin^2 \vartheta_1}$$

Dies entspricht einem Punkt auf der T_1'-Achse (s. Fig. 4).
Für $p_2 \neq 0$ kann das Elektron wieder von der Beobachtungsrichtung unabhängig in dem Bereich $0 \leq T_1' \leq T_1 - I$ nachgewiesen werden (in Analogie zur en-Bremsstrahlung kann der Impuls des Atomelektrons als Rückstoß des Ions interpretiert werden: $\vec{p}_2 = -\vec{q}$.)

1.2 Die zweiparametrige Messung

Die durch die Gln. 2 und 3 gegebene Abhängigkeit der Energie k der Bremquanten von der Energie T_1' des gebremsten Elektrons ist in Fig.4 dargestellt. Die Funktion k_f (T_1') besitzt dabei immer die beiden Nullstellen $T_1 = 0$ und $T_1 = T_M$, wobei die letztere vom Beobachtungswinkel des Elektrons abhängt (Gl. 5). Zwischen diesen Nullstellen verläuft die Kurve je nach Beobachtungswinkel des Bremsquants mehr oder weniger stark gekrümmt. Die ee-Bremsstrahlung hat also zwei langwellige Grenzen (k = 0), und die kurzwellige Grenze ($k = k_m$) hängt von den Beobachtungswinkeln ab. Dies gilt für das freie Elektron. Am gebundenen Elektron können Bremsquanten entstehen, deren maximale Energie $T_1 - T_1' - I$ beträgt, wodurch sich das durch k_{gm} begrenzte Dreieck ergibt.

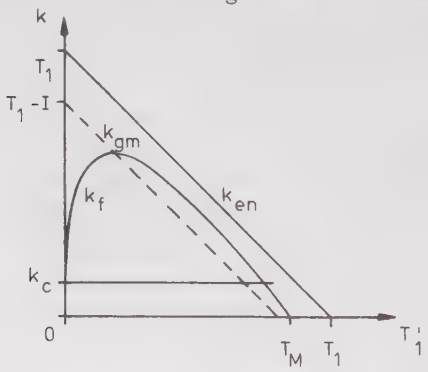

Fig. 4 Die Lage der inelastischen Prozesse in der T_1'-k-Ebene.

Die von der Ionisation stammenden Ereignisse treten um die Energie k_c des in Koinzidenz nachgewiesenen charakteristischen Quants versetzt auf. Die Verschiebung und Verbreiterung der ee-Bremsstrahlung am gebundenen Elektron werden in 4.1 weiter diskutiert.

Arbeitet man mit einem herkömmlichen Magnetspektrometer, das eine bestimmte Energie T_1' der gebremsten Elektronen auswählt, so entspricht dies einer einparametrigen (1p-) Messung (idealisiert ist das in Fig.4 ein zur k-Achse paralleler Schnitt). Die in der Ebene möglichen Ereignisse können nur mit einer zweiparametrigen (2p-) Messung wiedergegeben werden, wozu dann dem Wertepaar $(T_1';k)$ entsprechend abgespeichert werden muß. Die Apparatur speichert aber im Punkt $(T_1';k)$ nicht nur Ereignisse ab, die von Elementarprozessen mit den Energien T_1' und k stammen, es müssen vielmehr die zufälligen Koinzidenzen und die Zählereigenschaften berücksichtigt werden.

Die zufälligen Koinzidenzen sind hier vor allem längs den Geraden $T_1'=T_1$ und $T_1'=T_M$ (elastisch gestreute Elektronen) sowie bei kleinen k (langwellige Grenze der Bremsstrahlung) zu erwarten. Dadurch ergeben sich für die bei der Messung in Frage kommenden Energiebereiche natürliche Grenzen (in Fig.5 durch Pfeile (1,2) angedeutet).

Die echten Koinzidenzen können als Untergrund in Erscheinung treten, wenn z.B. das Auflösungsvermögen eines der beiden Detektoren nicht ausreicht, um verschiedenartige Prozesse voneinander zu trennen. Außerdem muß das kontinuierliche Spektrum eines Prozesses entfaltet werden, wenn es in der T_1'-k-Ebene parallel zu einer Achse liegt (wie bei der Ionisation). Bei der en-Bremsstrahlung dagegen bietet die 2p-Messung den Vorteil einer - jedenfalls teilweisen - automatischen Entfaltung, da Peaks, die sich bei einer 1p-Messung überlagern würden, durch das Ausnützen der zweiten Dimension getrennt werden.

Es bleibt schließlich noch die Möglichkeit, daß ein Teilchen seine Energie im Detektor nicht vollständig abgibt. Dadurch wird der in Fig. 5 dargestellte Untergrund, der gebietsweise aus zwei Anteilen besteht, verursacht.
Er ist für die verwendeten Detektoren charakteristisch und kommt ebenfalls durch echte Koinzidenzen zustande.

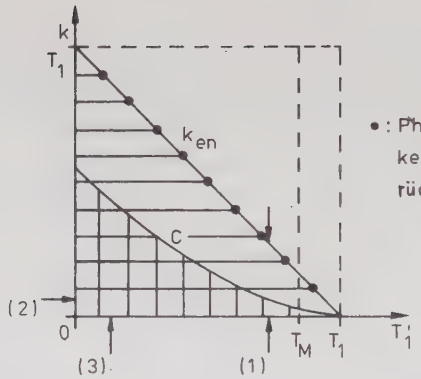

Fig.5 Durch echte Koinzidenzen der en-Bremsstrahlung und die Zählercharakteristiken hervorgerufener Untergrund. Wird die Teilchenenergie in den Halbleiterzählern nicht vollständig absorbiert, so entsteht in der T_1'-Richtung ein „low energetic tail", in der k-Richtung das mit einer Kante (C) beginnende Compton Kontinuum. Die Pfeile deuten die zu erwartenden Grenzen des Meßbereiches an: starkes Anwachsen der zufälligen Koinzidenzen (1 , 2) und mangelhafte Zeitauflösung (2 , 3).

Die Vorüberlegungen zum Experiment lassen sich nun so zusammenfassen:

Wenn es gelingt, einem energieempfindlichen Elektronendetektor mit ausreichender Auflösung die Elektronen von der Møllerenergie abwärts zuzuführen, so können mit einer 2p-Apparatur die drei Erscheinungsformen der am Atom stattfinden inelastischen Elektronenstöße in einem großen Energiegebiet gleichzeitig nachgewiesen werden.

2. Apparatur

2.1 Koinzidenzschaltung

Die Weiterführung der Vorüberlegungen des ersten Abschnitts führt zu der in Fig. 6 gezeigten Koinzidenzschaltung:

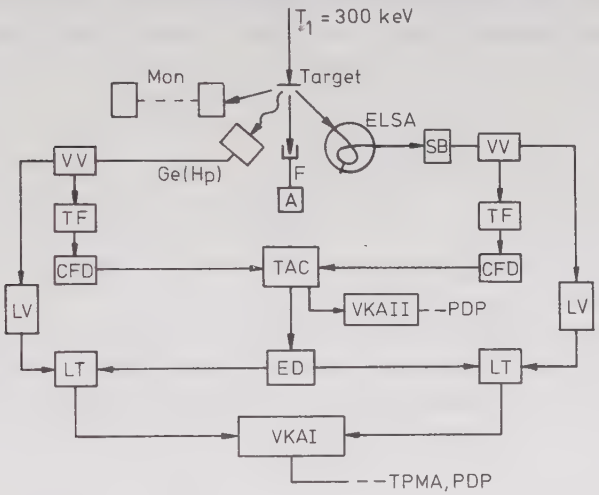

Fig.6 2p-Koinzidenzschaltung. Mon: Monitor, F/A: Faraday-Becher/Ampèremeter, Ge (Hp): Germaniumdetektor, ELSA: nichtdispersiver Magnet, SB: Oberflächensperrschichtzähler, VV: Vorverstärker, TF: Timing-Filter, CFD: Constant-Fraction-Discriminator, TAC: Zeit-Impulshöhen-Konverter, LV: Linearer Verstärker, LT: Lineares Tor, ED: Einkanal-Diskriminator, VKAII: Vielkanalanalysator (1p), VKAI: (2p), TPMA: Interface zum Zwischenrechner PDP 11-05.

Die Erzeugung der mit der Energie T_1 eingeschlossenen Elektronen ist in (1) beschrieben. Die Nachweisapparatur unterscheidet sich in der bei der bisherigen 1p-Messung verwendeten Schaltung vor allem durch den Zweig, in dem das gebremste Elektron nachgewiesen wird. An die Stelle des Magnetspektrometers, das eine Elektronenenergie auswählt, tritt ein nicht-dispersiver Um-

lenkmagnet (s.2.2), der ein wählbares und möglichst breites Energieband (50...250keV) überträgt. Die Elektronen müssen dann mit einem Detektor guter Energieauflösung registriert werden, anstatt mit einem Szintillator also etwa mit einem Oberflächensperrschichtzähler (SB-Detektor). Nach den Detektoren sind dann die beiden Zweige wegen der großen Ähnlichkeit der vom SB- und vom Germanium-Detektor (GeHp) gelieferten Signale parallel aufgebaut.

2.2 Aussonderung unerwünschter Elektronen und Photonen

So wie beim Photonendetektor zur Verringerung des Untergrundes die elastisch gestreuten Elektronen durch Permanentmagnete abgelenkt werden müssen (1), müssen die Bremsquanten daran gehindert werden, den Elektronendetektor zu erreichen. Im ersten Fall kann man sich eine beliebige Ablenkung der Elektronen aus der Beobachtungsrichtung des Photons erlauben. Nun müssen die Elektronen aber nach der Trennung von den Photonen wieder zum Nachweis in einem Punkt vereinigt werden. Da dies für möglichst viele Energien erfüllt sein soll, benötigt man also in erster Linie eine nicht-dispersive Umlenkung der Elektronen. Als zweite Forderung kommt hinzu, daß es auf dem Weg der Elektronen vom Target zum Detektor eine Stelle mit möglichst großer Dispersion und guter räumlicher Fokussierung geben muß, an der die auch im Elektronenzweig unerwünschten elastisch gestreuten Elektronen ausgeblendet werden können. Neben diesen beiden grundlegenden Eigenschaften, die die Umlenkung aufweisen muß, sind noch folgende Randbedingungen zu berücksichtigen:

Der zwischen Target und Detektor eingesetzte Apparat darf die Messung der Photonen nicht stören (durch geometrischen Schattenwurf oder Erzeugung von zusätzlichem Bremsstrahlungsgrund).

Der Detektor muß an einem Ort untergebracht werden, an dem die erforderliche Pb-Abschirmung und eine evtl. benötigte Kühlvorrichtung genügend Platz finden.

Damit die vorhandene Apparatur nicht grundlegend geändert werden muß, sollte die gesamte Anordnung im Inneren der Streukammer untergebracht werden, womit die Lösung des Problems mit Hilfe eines nicht-dispersiven Magnetsystems entfällt.

Die räumlichhe Fokussierung sollte mit der des bisher verwendeten Spektrometers vergleichbar sein, da die Messung der Spektren nicht durch größere Meßzeiten erkauft werden soll. (bisher ca. 100h pro Meßpunkt).

Diese Forderungen konnten durch die Konstruktion eines Elektronenspektrumanalysators (ELSA) erfüllt werden, dessen Daten in

(10) wiedergegeben sind, An dieser Stelle soll der grundlegende Gedankengang und der sich daraus ergebende apparative Aufbau skizziert werden.

Von der Möglichkeit, die Elektronen durch elektrische Felder umzulenken, wurde wegen der damit verbundenen hochspannungstechnischen Schwierigkeiten (300keV Einschußenergie) kein Gebrauch gemacht. Die Umlenkung durch Magnetfelder hat außerdem den Vorteil, daß sich Polschuhe leichter herstellen lassen als elektrische Linsen, und daß evtl. benötigte Korrekturfelder leichter erzeugt werden können.

Zu Beginn der Arbeit waren nur Magnetsysteme bekannt, die über einen nennenswerten Energiebereich hinweg und bei ausreichend großen Raumwinkeln arbeiten (11). Es galt also, einen Dipolmagneten so zu optimieren, daß er ein Energieband von etwa 50...250keV bei einem Raumwinkel von ca. 2,5msr (bisheriges Spektrometer: 2,3msr) überträgt und zwar bei einer Gegenstands- und Bildweite von ca. 15cm. (Man nennt Dipolmagnete doppelfokussierend, wenn sie vertikal (senkrecht zur Symmetrieebene) und horizontal fokussieren. Werden zusätzlich noch mehrere Energien fokussiert, so ist der Magnet dreifach-fokussierend.)

2.2.1 Optimierung des Dipolmagneten mit Hilfe der linearen Theorie

Die Eigenschaften eines Dipolmagneten lassen sich in erster Näherung an den Aberrationskoeffizienten (Matrixelementen) erster Ordnung ablesen (11,12,13). Über diese Koeffizienten hängt der Bildort linear vom Gegenstandsort, der Divergenz und der Dispersion ab. Der ideale tripelfokussierende Magnet wäre also - bei punktförmiger Quelle - durch $h_{12}=h_{13}=v_{12}=0$ (3x3-System) gekennzeichnet. Dabei ist:

(Gl.6)
$$
\begin{aligned}
h_{12'} &= a\cos(\varphi-\alpha)/\cos\alpha + \sin\varphi - ab\sin\blacksquare \\
&\quad (\varphi-\alpha-\beta)/(\cos\alpha\cos\beta) + b\cos(\varphi-\beta)/\cos\beta. \\
h_{13} &= 1-\cos\varphi + b\,[\sin\varphi + (1-\cos\varphi)\tan\beta], \\
v_{12} &= a\,(1-\varphi\tan\alpha) + \varphi + ab(\varphi\tan\alpha\tan\beta - \\
&\quad \tan\alpha-\tan\beta) + b\,(1-\varphi\tan\beta).
\end{aligned}
$$

Man hätte also nur aus dem Gleichungssystem die die Matrixelemente bestimmenden Größen zu berechnen. Diese sind: Gegenstandsweite $a=A/R_o$, Bildweite $b=B/R_o$ (jeweils auf einen "Zentralstrahlradius" R_o normiert), Umlenkwinkel φ, Ein- und Austrittswinkel α und β. (Eine schematische Darstellung findet sich z.B. in (13, Fig.1).

Leider hat man es aber nicht mit einem linearen Gleichungssystem zu tun, sodaß die exakte Lösung nicht ohne weiteres angegeben werden kann (13). Das Vorgehen wird aber auch dadurch entscheidend beeinflußt, daß die lineare Theorie für Umlenkmagnete nur für kleine Abweichungen vom Zentralstrahl gültig ist. Eine Anwendung der unmodifizierten Theorie würde also bei den hier benötigten grossen Dispersionswerten eine unzulässige Extrapolation darstellen.

Die lineare Theorie läßt sich jedoch verwenden, wenn man ihre lokale Gültigkeit (in der Nähe des willkürlich gewählten Zentralstrahls) ausnützt und sich den einen zu konstruierende Magneten als eine Aneinanderreihung "differentiell kleiner Sektormagnete" vorstellt. Mit dieser flexibel gemachten linearen Theorie verfügt man dann über eine Rechenvorschrift, die die Optimierung ermöglicht. (Daneben benötigt man noch eine Zielfunktion, die den bes-

seren vom schlechteren Magneten zu unterscheiden gestattet).

Die in Gl.6 wiedergegebenen Matrixelemente gelten für ein homogenes Magnetfeld (Feldindex n=0), was eine Entscheidung für die Fokussierung der Elektronen durch die Ein- und Austrittswinkel (wedge-focusing) bedeutet. Für den Fall von zur Symmetrieebene geneigten Polschuhen (gradient-focusing, n≠0) zeigen die Ergebnisse von V.P. Belov et al. (14), daß dies wegen der Verschlechterung des Vertikalfokus sicher nicht der kürzere Weg zum gesuchten Optimum ist.

Bei der Berechnung des Magneten wurde dem Experiment entsprechend der Nichtdispersivität die Priorität gegeben. Unter der Voraussetzung, daß das Magnetfeld an der Polschuhkante abbricht (sharp cutoff fringing field: SCOFF), kann ein nicht-dispersiver Magnet durch einfache geometrische Überlegungen konstruiert werden (Fig.7, Gl.7).

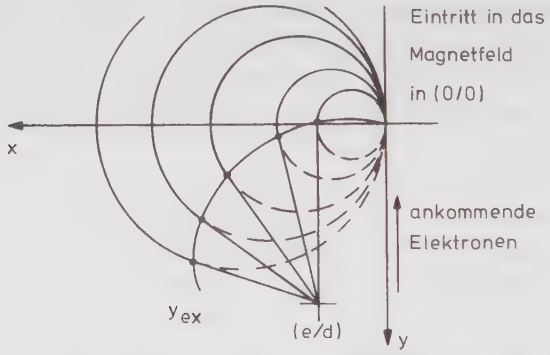

Fig.7 Polschuhkrümmung eines nichtdispersiven Magneten. Die Kurve, die die Krümmung am Austritt beschreibt, ist die Menge der Berührpunkte der Tangenten von (e/d) an die Kreise, die ihren Mittelpunkt auf der x-Achse haben und durch (0/0) gehen (die vollständige Kurve ist eine Strophoide (15)).

(Gl.7) $\gamma_{ex} = [xd \pm x\,(d^2 + e^2 - x^2)^{1/2}]/(e + x)$.

Nach Gl.7 ist jetzt die Polschuhkrümmung allein durch die Lage des in (e/d) gedachten Detektors bestimmt. Ob in Gl.7 beide Vorzeichen verwendet werden müssen, richtet sich ebenfalls nach der Lage des Detektors. (Die gewählten Achsenrichtungen in Fig.7 vereinfachen Gl.7).

Das Ziel der Optimierung läßt sich nun genauer so formulieren:

Gesucht ist ein Dipolmagnet mit homogenem Feld und γ_{ex} als Austrittskrümmung, der bei guter räumlicher Fokussierung eine mit dem Experiment verträgliche Lage des Fokus besitzt.

In einer ersten quantitativen Eingrenzung wurde der die Austrittskrümmung bestimmende Ort des Fokus systematisch variiert und jeweils die Kontur des Brennflecks bei einer Divergenz von 1° auf einer PDP11-45 berechnet. Diesen Rechnungen konnte entnommen werden, daß sich erstens zur Abschätzung der Brennfleckgröße das in Gl.8 gegebene Maß am besten eignet, und daß zweitens unter den genannten Voraussetzungen Umlenkwinkel von 200°... 300° genügend kleine Brennflecke liefern würden.

(Gl.8) $F_m = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} [k_{12}^2 (R_i) + v_{12}^2 (R_i)]^{1/2} R_i$,

Man hat also das Minimum der Funktion $F_m(R_o, \varphi_o, A, B_o, \alpha)$ zu finden (zur Veranschaulichung siehe (10,Fign.3 und 4). Der Index o gehört zum Zentralstrahl mit der prozentualen Impulsabweichung $\delta = 0$, und es ist $R_i = R_o + \delta_i R_o$.

Da nur große Umlenkwinkel eine brauchbare Fokussierung liefern, muß der Magnet mit seiner Symmetrieebene vertikal in der Streukammer angeordnet werden, damit der Elektronendetektor dem Nachweis des Bremsquanten nicht im Wege steht.

2.2.2 Experimentelle Optimierung

Die Verfeinerung der bis dahin durchgeführten Rechnungen (engmaschigeres Abtasten der freien Parameter und explizierte Darstellung der Fokussierungsfiguren, vgl. (10, Fig.2)) führte zu den Werten:

R_o=25mm, φ_o=264°, B_o=80mm, daraus ergibt sich β_o=30,5°,

A=130mm, α =35°.

Da diese Werte nur im Rahmen der SCOFF-Approximation gültig sind, wurde (parallel zur mechanischen Herstellung des Magneten) das Ergebnis mit einem "ray-tracing-program" (16) überprüft. Dieses Programm berücksichtigt das ausgedehnte Streufeld (extended fringing field - EFF) und die durch die gekrümmten Polschuhe auftretenden Effekte in höherer Ordnung. Die sich daraus ergebenden korrigierten Werte (10,Tab.1) konnten dann durch eine bewegliche Aufhängung des Magneten eingestellt werden.

Der für das Experiment wichtigste Gesichtspunkt ist jedoch die genaue Kenntnis der Transmisssion, wobei ohne Zweifel eine energieunabhängige Transmission von 100 % am einfachsten zu handhaben wäre.

Wegen des besseren Auflösungsvermögens von SB-Detektoren mit kleiner Fläche, ist es von Interesse, einen möglichst kleinen Brennfleck zu erzielen. Die Detektorfläche sollte außerdem gut ausgenützt werden, und Randzonen mit eventuell dickerem Goldfenster sollten nicht getroffen werden. Schließlich ist noch zu berücksichtigen, daß bei dem durch die kleinen Abstände bedingten kleinen Blendendurchmesser eine unerwünscht starke Aufstreuung eintreten kann. Die Feinjustierung wurde deshalb in folgenden Schritten durchgeführt:

Die beste Magnetlage und die zugehörige Zählerstellung wurde mit Hilfe von Leuchtschirmen bestimmt. Dabei wurden in der Endphase die Fokussierungsfiguren photographisch registriert (10,Fig.7) und mit den Ergebnissen des ray-tracing-Programms verglichen, bzw. das Programm zur Vorausberechnung günstiger Einstellungen benützt.

Für das geplante Experiment muß die optische Justierung natürlich noch durch die Messung der Elektronenzählrate in Abhängigkeit von der Elektronenenergie ergänzt werden (Fig.8). Dazu wurde der Detektor am Ort des Fokus eingesetzt und die Zählrate als Funktion des Spulenstroms (Simulation verschiedener Energien) gemessen.

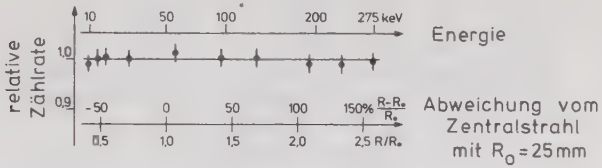

Fig.8 Abhängigkeit der Elektronenzähne von der Energie. Durch bewegliche Blenden vor dem Detektor und am Magneteintritt wurde sichergestellt, daß alle Elektronen, deren Energie zwischen 10keV und 275keV liegt und die das Target innerhalb eines Raumwinkels von 7,6 msr verlassen, den Detektor erreichen. (Die Energieskala wurde mit Ba133 kontrolliert, zur Messung wurden 300keV-Elektronen bei verschiedenen Spulenströmen registriert.)

Damit stand ein Teilchendiskriminator zur Verfügung, der die gestellten Anforderungen bezüglich des Energiebereiches voll erfüllte und bezüglich des Raumwinkels um ein Mehrfaches übertraf. Im Experiment mußten die guten Fokussierungseigenschaften von ELSA (Fig.9) nicht einmal voll ausgenützt werden, was eine zusätzliche Sicherheit bedeutet. (Man hat sich die in (10,Fig7) dargestellten Fokussierungsfiguren um den Faktor 2 bis 3 verkleinert vorzustellen, wodurch dann der Abstand zum Rand des Detektors noch größer wird. D.h. man kann auch mit einer vom Winkel unabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit im Elektronenzweig rechnen.)

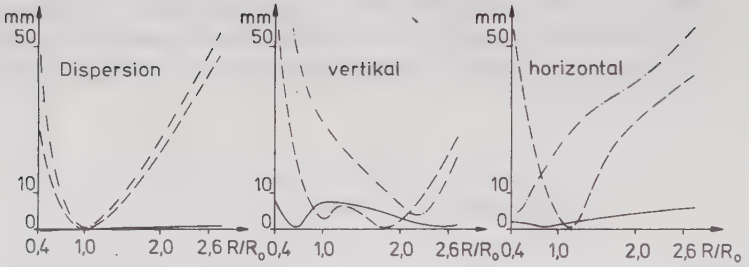

Fig.9 Fokussierungseigenschaften.——: von H.A. Enge (11) vorgeschlagener 270°-Magnet,— —: von H. Ejiri et al. (17) konstruierter Magnet TESS,—— : ELSA.
Die Diagramme spiegeln das Optimierungsprinzip wieder: Aus den dispersionsfreien Magneten (die durchgezogene Kurve reicht jeweils von R/R_o=0,4 bis R/R_o=2,8) wurde der Magnet ausgesucht, dessen räumliche Fokussierung die Verwendung eines kleinen und in der Kammer günstig gelegenen Detektors erlaubte. Zu den in (11) und (17) verwendeten Kriterien und der Bestimmung der absoluten Werte siehe (10).

Von H. Ruoff (18) wurde inzwischen zu ähnlichen Zwecken ein nicht-dispersiver Umlenkmagnet gebaut, wobei wegen der in diesem Fall erforderlichen kleineren Umlenkwinkel größere Zugeständnisse an die Dispersion gemacht werden mußten.

Die gesamte Anordnung ist in Fig.10 wiedergegeben. (Zur Verbesserung der Auflösung wurde der Detektor mit einem Peltier-Element auf ca. 0°C gekühlt, wozu die Warmseite wärmeleitend mit dem wassergekühlten Magneten verbunden wurde.)

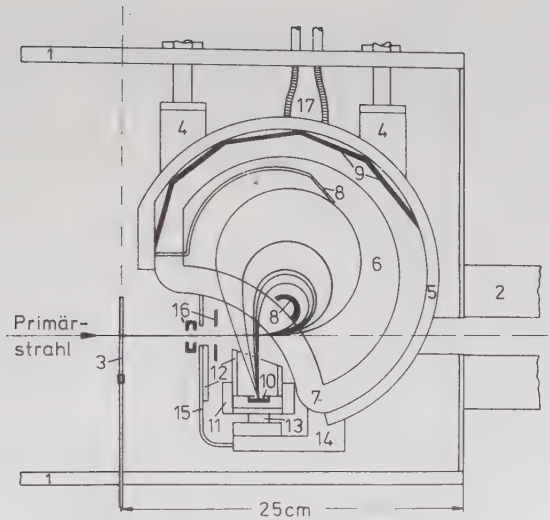

Fig. 10 Schnitt durch die Streukammer in der Symmetrieebene des Magneten. 1 Streukammer mit "Balkon" 2, in dem sich das Blendensystem mit Permanentmagneten für den Photonendetektor befindet. 3 Targethalter, 4 bewegliche Magnetaufhängung, 5 Joch, 6 Polschuh, 7 Spule in Polschuhform (quadratischer Querschnitt), 8 Energieblenden (C-Pb), 9 C-Platten, 10 Elektronendetektor, 11 Vorverstärker, 13 Peltierkühler, 14 Halterung (Cu-Ms), 15 C-Al-Pb-Abschirmung, 16 bewegliche Raumwinkelblenden (ohne Halterung), 17 Leitungen für Wasserkühlung. Bei den eingezeichneten Elektronenbahnen ist die räumliche Aufstreuung nicht berücksichtigt.

2.3. Halbleiterzähler, Elektronik und Datenverarbeitung

Zum Nachweis der Bremsquanten wurde ein Germanium-high-purity- (GeHp-) Detektor (Schlumberger, EGPP800H) verwendet. Dieser Detektor hat gegenüber dem Germanium-Lithium-Detektor ein besseres Auflösungsvermögen und wegen des Be-Fensters (200 μ) bei niedrigen Energien eine wesentlich größere Ansprechungswahrscheinlichkeit.
Durch Rasterung mit einer kleinen Blende wurde überprüft, ob sich die Ansprechwahrscheinlichkeit über den Zählerdurchmesser (33mm) ändert. Aus der Messung mit geeichten Präparaten (Ba133 und TA182) ging hervor, daß die in Fig.11 dargestellten Kurven nur in einer schmalen Randzone nicht gelten. Diese Randzone lag bei der Messung der Bremsquanten außerhalb des durch die Raumwinkelblende zugelassenen Bereiches.

Mit einem gekühlten SB-Detektor (Ortec, TE-013-50-500) konnte im Elektronenzweig eine Halbwertsbreite von 5keV erreicht werden. Dabei wurde zur Verkleinerung der Eingangskapazität der Vorverstärker im Inneren der Streukammer montiert.

Mit "constant-fraction-timing" ergaben sich die in Fig.12 gezeigten Zeit-Spektren. Daß die Koinzidenzlinie bei Ag breiter ist als bei C, hat seinen Grund darin, daß im Energiespektrum von Silber die Linie der K-Quanten relativ stark vertreten ist. Hier zeigt sich deshalb die durch den "walk" der Elektronik bedingte niederenergetische Grenze der Messung.

Die koinzidenten Ereignisse wurden in dem für 2p-Betrieb ausgelegten Vielkanalanalysator (Wenzel, MAC200) in einer 64x64-Matrix abgespeichert. Mißt man in einem Bereich von 200keVx200keV, so hat man damit eine Auflösung, die etwa den Halbwertsbreiten der Detektoren entspricht.

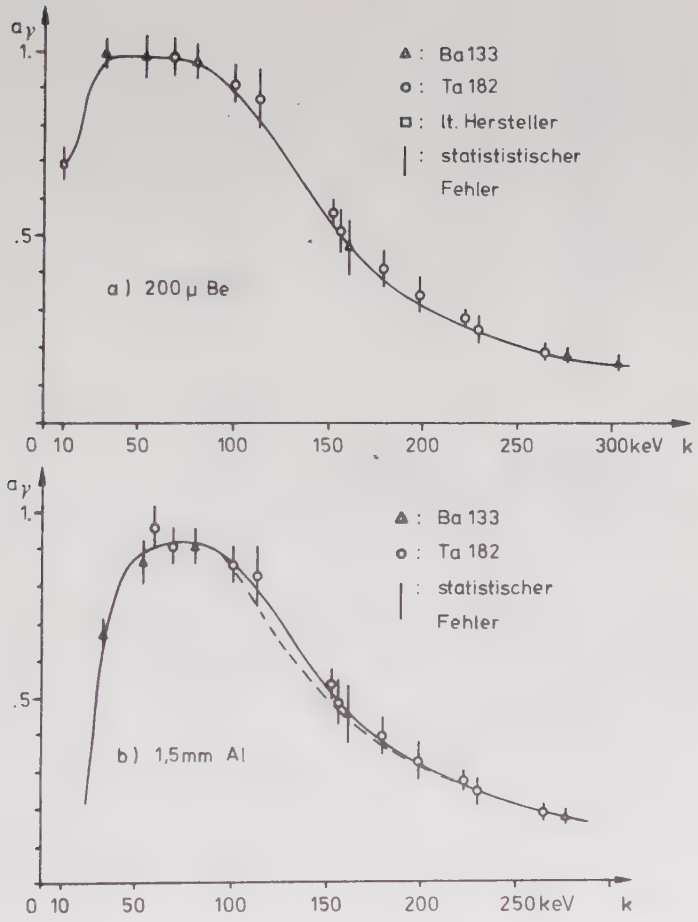

Fig.11 Ansprechwahrscheinlichkeit des Photonendetektors. Für die Messungen an C und Cu wurden Energien unterhalb 50keV nicht benötigt (1,5mm Al-Filter in b). In a) liegt bei 11keV die K-Kante von Germanium. In b) ist die Ansprechwahrscheinlichkeit, die sich mit der en-Bremsstrahlung an C als Referenz (s.u.) ergäbe, gestrichelt gezeichnet.

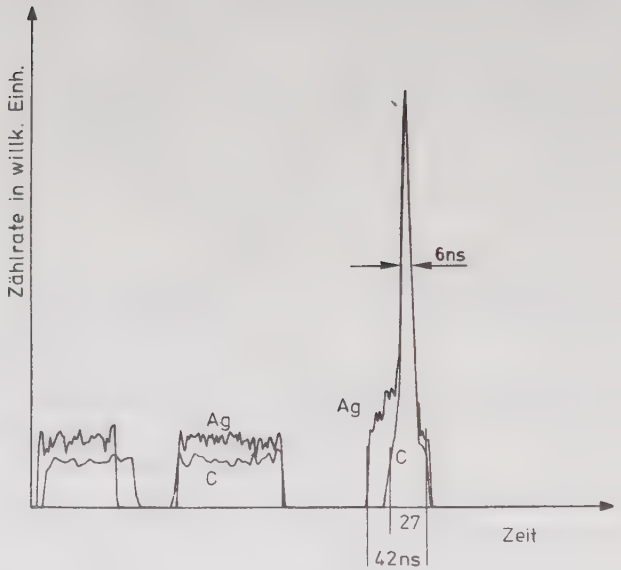

Fig.12 Zeitspektren einer Messung an Kohlenstoff und einer Messung an Silber. Die koinzidenten Ereignisse sind geroutet. Die Elektronenenergien liegen zwischen 40keV und 200keV, die Photonenenergien zwischen 15keV und 200keV (häufigste Energie jeweils ca. 150keV). Der Fuß des Ag-Peaks bei kleineren Zeiten entsteht durch das Wandern und die Verbreiterung der Koinzidenzlinie mit abnehmender Amplitude der Detektorsignale (bei der Messung an Ag sind niedere Energien häufiger vertreten).

Zur rechnerischen Auswertung müssen die Daten einem Computer übertragen werden. Dazu wurde von A. Grammer (19) eine PDP 11-05 über ein Interface (Wenzel, TPMA) an den VKA angeschlossen. Die Daten wurden während der Messung laufend in diesen Zwischenrechner übertragen und von dort in Zyklen von ca. 10h auf Platte (PDP 11-45) gespeichert. Für zukünftige Messungen mit höherer Auflösung soll das 4k-Memory des VKA umgangen werden und die von den Analog-Digital-Konvertern gelieferten Signale im

list-mode direkt dem Zwischenrechner übergeben werden. Ein zusätzliches Signal würde so außerdem ohne eine Erweiterung des VKA-Speichers auf 8k eine simultane Messung der zufälligen Koinzidenzen ermöglichen. Für mehr Komfort während der Messung enthält das von A. Grammer programmierte stand-alone-system SAM außerdem I/O- und Transfer-Routinen, mit deren Hilfe die Messung laufend kontrolliert werden kann. Die Zeitspektren wurden in einem zweiten VKA gespeichert und über das von R. Seiz gebaute Interface KATY zur PDP 11-05 übertragen.

3. Auswertung der 2p-Spektren

Die Auswertung der Spektren ist nur möglich, wenn sich die echten Koinzidenzen deutlich vom Untergrund der zufälligen Koinzidenzen abheben. Würde man einfach zwei Halbleiterzähler im Inneren der Kammer aufstellen, so würden die echten Ereignisse zum größten Teil durch die Zählratenstatistik der zufällig koinzidenten Ereignisse verdeckt werden, denn beide Zähler würden Signale liefern, wenn sie von Elektronen oder Photonen beliebigen Ursprungs getroffen würden. Für ein gutes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis ist es also erforderlich, den beiden Detektoren die jeweiligen Spektren der im Target entstandenen Teilchen in möglichst reiner Form zuzuführen. Erst dann kann die aufgrund der Kinematik mögliche Trennung der verschiedenen Prozesse durch eine Koinzidenzmessung sichtbar gemacht werden.

Der Photonendetektor empfängt - wie schon oben erwähnt - praktisch das reine Bremsquantenspektrum (allerdings hat sich gegenüber den früheren Messungen der Untergrund geringfügig erhöht und zwar durch vom Magneten rückgestreute Elektronen, die ihrerseits wieder in Targetnähe Bremsstrahlung erzeugen).

Bei C.E. Dick und J.W. Motz (20) sind Elektronenspektren wiedergegeben, die mit einem SB-Detektor direkt aufgenommen wurden. Dabei setzt sich das niederenergetische Spektrum aus folgenden Anteilen zusammen:

1. inelastisch gestreute Elektronen, 2. Bremsstrahlung (in erster

Linie der steile Anstieg bei sehr niederen Energien) und
3. elastisch gestreute Elektronen, die ihre Energie nicht vollständig im aktiven Zählervolumen abgegeben haben (ca. 20 % der Fläche des Mott-Peaks gleichmäßig auf die niederen Energien verteilt). Der letzte Anteil wurde von G. Missoni et al. (21) durch die Verwendung eines Magnetsystems entfernt. Für den Nachweis mit einem SB-Detektor mußten dazu die Elektronen auf einen Raumwinkel von etwa 0,01msr kollimiert werden, was einem Blendendurchmesser von 1,6mm entsprach.
Bei der vorliegenden Messung konnten die Elektronen innerhalb eines 100-mal größeren Raumwinkels auf den SB-Detektor fokussiert werden. Dies ist abgesehen von der Meßzeit aus folgendem Grund von Bedeutung:

Kleine Raumwinkel unterdrücken zwar den außerhalb der Beschußstelle des Target entstehenden Untergrund, gleichzeitig erhöht sich aber der durch die Blende selbst erzeugte Unterschied relativ (der Blendenrand wird zum zweiten Target für die am eigentlichen Target elastisch gestreuten Elektronen). Dieser Umstand muß auch bei der Beurteilung der Mehrfachstreuung im Target berücksichtigt werden. Die elastische Streuung ist bei Vorwärtswinkeln der stark überwiegende Prozeß. Bei wachsender Targetdicke werden also im Verhältnis mehr Elektronen mit der Primärenergie unter größeren Winkeln nachgewiesen, als inelastisch gestreute. Es treffen dann im Verhältnis mehr elastisch gestreute Elektronen auf den Blendenrand, als inelastisch gestreute Elektronen die Blendenöffnung passieren. Der Schluß von der Targetdicke auf die Form des Elektronenspektrums ist also um so weniger zwingend, je ungünstiger das Verhältnis des durch die Blendenöffnung bestimmten Raumwinkels zu dem durch den Blendenrand angebotenen Raumwinkel wird. Um solche Effekte möglichst klein zu halten, wurde der Raumwinkel für die Elektronen durch drei Kohlenstoffblenden bestimmt, die dem Öffnungswinkel entsprechend angeschrägt sind (eine zylindrische Bohrung machte sich in einem Auffüllen der Spektren bei mittleren Energien bemerkbar). Das mit dieser Anordnung registrierte Elektronenspektrum enthält dann in erster Linie nur noch die in der Umgebung des Targets rückgestreuten Elektronen, die zufällige Koinzidenzen auslösen können.

(Im Gegensatz zu den in (21) durchgeführten Messungen wird ja durch den koinzidenten Nachweis des charakteristischen Quants für eine weitere Unterdrückung des Untergrunds gesorgt.)

Die Energieblenden des Umlenkmagneten wurden so eingestellt, daß die untere Grenze bei ca. 40keV lag. Das ist die Energie, ab der sich die Zeitauflösung im Elektronenzweig merklich verschlechtert. Die obere Grenze wurde bei 200keV gesetzt. Damit hat man noch genügend Abstand zur Møllerenergie (256keV bei 20°) und kann so etwa mit den gleichen Strahlströmen arbeiten wie bei den bisherigen Messungen. Würde man den Møllerpeak in die Messung mit einbeziehen, so müßte man die Stromstärke um das 10- bis 100-fache verringern, oder die durch Aufstockung von Impulsen und die verschiedenen Totzeiten verursachten Effekte berücksichtigen.

Als Beispiel für das Verhältnis der echten zu den zufälligen Koinzidenzen ist in Fig.13 die Messung an Gold wiedergegeben. Trotz der hohen Ordnungszahl - der Untergrund wächst mit Z^2 - ist die en-Bremsstrahlung praktisch frei von zufälligen Koinzidenzen und die Ionisation der K-Schale hebt sich ebenfalls deutlich vom Untergrund ab.

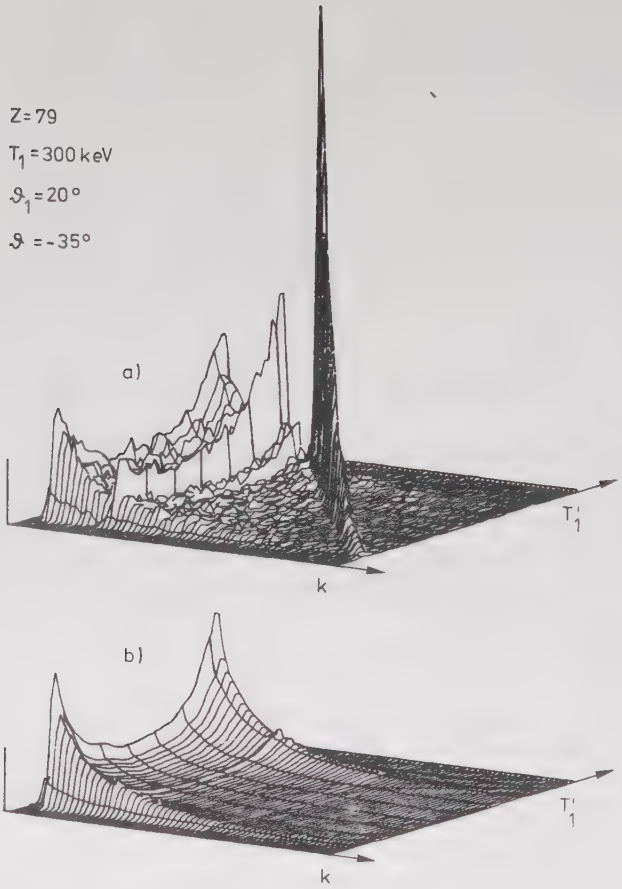

Fig.13 2p-Spektren der Messung an Gold. a) Summe der echten und zufälligen Koinzidenzen, b) zufällige Koinzidenzen. In a) heben sich die en-Bremsstrahlung und die Ionisation der K-Schale deutlich vom Untergrund ab. In b) erkennt man das unter 35° gemessene Bremsspektrum und das unter 20° gemessene Elektronenspektrum jeweils auf Parallelen zu den entsprechenden Achsen.

3.1. Differenzspektren

Zur laufenden Kontrolle wurde das 2p-Display des VKA benützt, das eine perspektivische Darstellung unter verschiedenen Winkeln sowie das Sichtbarmachen von Höhenlinien gestattet. Von den aufsummierten Einzelmessungen mußte zunächst der Untergrund der zufälligen Koinzidenzen abgezogen werden. Da der gesamte Speicher (4k) zur eigentlichen Messung benötigt wurde, konnte nicht wie in (5) der Untergrund mit Hilfe eines versetzten Zeitfenster gleicher Breite und einer Routing-Schaltung gleichzeitig gemessen werden. Die 1p-Spektren der zufälligen Ereignisse wurden deshalb zu Beginn und am Ende jeder Einzelmessung, sowie bei zwischenzeitlich auftretenden Änderungen (Strahlstromstärke, Targetveränderungen) aufgenommen. Um Fehler durch Veränderungen an der Elektronik auszuschließen, wurden dazu der Start- und der Stopp-Eingang des Zeit-Impulshöhen-Konverters mit den gleichen Verzögerungszeiten wie bei der 2p-Messung aber jeweils nur von einem Detektor angesteuert. Die Untergrundsmatrix (vgl. Fig. 13b) ergibt sich dann, da die Ereignisse in den beiden Zweigen auch bei der 2p-Messung voneinander unabhängig sind, durch Multiplikation der Zahl der Ereignisse in den einzelnen Zweigen und anschließende Normierung mit Hilfe des Zeit-Spektrums, d.h.: $U_{kj} = cU_kU_j$ (etwa mit k für den Photonenzweig und j für den Elektronenzweig). Die Normierung bereitet keine Schwierigkeiten (vgl. Fig.12), es könnten jedoch im Energiespektrum unter den gesuchten echten Ereignissen unerwünschte Koinzidenzen liegen, sodaß eine Interpolation des Untergrunds von der einen Peakseite zur anderen fehlerhaft wäre. Hier zeigt sich ein Vorteil der 2p-Messung: solche Ereignisse würden dann nicht nur in einem einzelnen Kanal (der Ebene) auftreten, sondern in einem Gebiet. Es müßten also Strukturen sichtbar sein, die mit denen der echten Ereignisse nicht übereinstimmen. Dies ist bei den zufälligen Koinzidenzen nicht der Fall (die Ionisation der K-Schale ausgenommen). Dagegen werden durch die echten Koinzidenzen selbst solche Strukturen verursacht (vgl. Fig.5). Im Vergleich zur 1p-Messung können Sie jedoch mit größerer Sicherheit beurteilt werden, da sie in einem großen Bereich außerhalb der Ele-

mentarprozesse bekannt sind. Somit ist eine simultane Messung des Untergrunds bei einer 2p-Messung nicht mehr unbedingt erforderlich. (Der simultan gemessene Untergrund müßte ohnehin wegen der schlechten Statistik mit Hilfe von Messungen bei größeren Strahlstömen oder mit mathematischen Hilfsmitteln geglättet werden, was weitere Fehlerquellen in sich birgt.)

Nach dem Bilden der Differenzspektren müssen unter Berücksichtigung des verbleibenden Untergrundes die Peakinhalte der echten Koinzidenzen bestimmt werden. Zunächst sollen jedoch die in den Fign.14-17 dargestellten Differenzspektren diskutiert werden. Im oberen Teil a) der Figuren ist der Maßstab so gewählt, daß die Maxima der en-Bremsstrahlung jeweils gleich hoch erscheinen. Verglichen mit der Messung an C erhält man ein ungefähres Maß für die Z-Abhängigkeit der Intensitäten, wenn man sich die Spektren von Cu, Ag und Au um das $Z^2/36$-fache, also um das 23-, 61-, und 173-fache, vergrößert vorstellt. Zum Vergleich der ee-Bremsstrahlung bei verschiedenem Z sind die Darstellungen in b) auf die Messung an C normiert (Stromstärke, Targetdicke, Meßzeit und Elektronenzahl). Außerdem wurden in b) die Projektionswinkel so gewählt, daß die Blickrichtung mit der Richtung des en-Bremsspektrums zusammenfällt, und die Spektren wurden nur bis zu einer maximalen Höhe dargestellt.

Bei der Messung an Kohlenstoff (Fig.14a,b) erlaubt die gute Trennung der ee- von der en-Bremsstrahlung eine Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte bei beiden Prozessen. Mit wachsendem Z überwiegt die en-Bremsstrahlung so stark, sodaß gerade noch bei Kupfer (Fig.15a,b) eine Auswertung der ee-Bremsstrahlung sinnvoll erscheint. Vergleicht man die normierten Darstellungen b), so läßt sich nicht ausschließen, daß auch bei Silber (Fig.16) und Gold (Fig.17) der neben der en-Bremsstrahlung liegende Peak von ee-Ereignissen stammt. In diesen Fällen ist jedoch eine Auswertung wegen der schlechten Statistik nicht mehr möglich.

Das schon in 1.2 (Fig.5) besprochene Compton-Kontinuum ist vor allem in den Fign.14a, 15a und 16a gut zu sehen. Dort erkennt man auch, daß die low-energetic-tails (parallel zur T_1'-Achse) erst mit der en-Bremsstrahlung einsetzen, wodurch die ee-

Bremsstrahlung bei großen Elektronenenergien in Fig.14 frei von diesem Untergrund bleibt. Weiter läßt die Messung an Silber darauf schließen, daß Ereignisse, bei denen nach der Compton-Streuung im Germaniumdetektor nicht das Elektron sondern das Quant absorbiert wird, selten sind. Sonst müßte nämlich neben der in Fig.16a sichtbaren Compton-Kante eine zweite, spiegelbildlich angeordnete Kante auftreten.

Bei den Messungen an Silber und Gold erscheint parallel zur T_1-Achse die Ionisation der K-Schale. Bei Gold ist dabei für große Elektronenenergien noch die Feinstruktur zu erkennen. Durch den Vergleich der Fig.17a mit den Fign.13a,b kann man noch einmal die Entstehung der Differenzspektren zurückverfolgen.

Sämtliche dreidimensionalen Darstellungen wurden mit einem Fortran-Programm erstellt, das die Kanalinhalte parallel zu den Achsen durch Polygonzüge verbindet und dabei entstehende "verborgene Linien" nicht zeichnet.

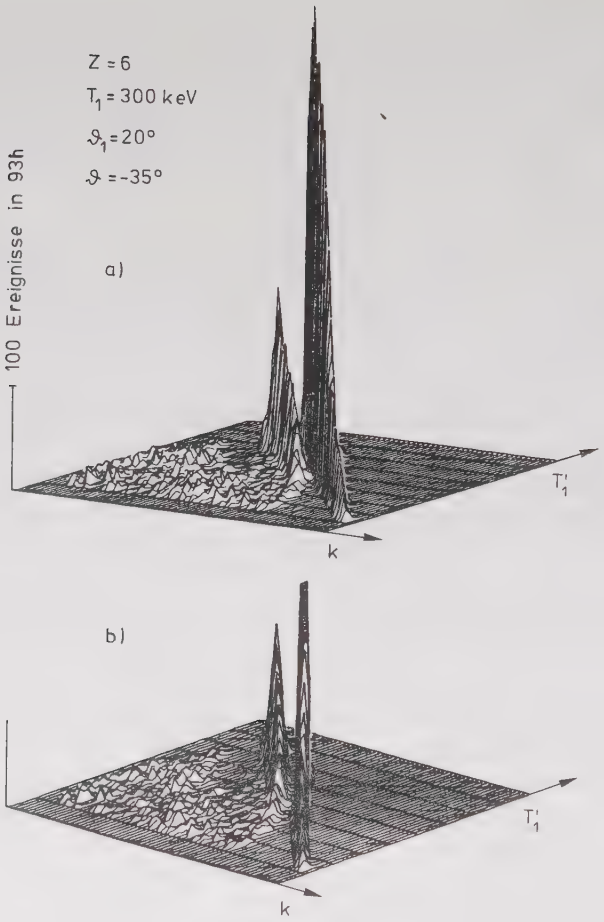

Fig.14 Differenzspektrum der Messung an C. In der Mitte der Ebene liegt von der en-Bremsstrahlung deutlich getrennt die ee-Bremsstrahlung mit ihrem gekrümmten Verlauf. Bei kleinen Energien liegt der durch die Compton-Streuung bzw. Elektronenrückstreuung verursachte Untergrund. Dabei verläuft die Compton-Kante entgegengesetzt gekrümmt zur ee-Bremsstrahlung und die "low-energetic-tails" liegen parallel zur T_1'-Achse.

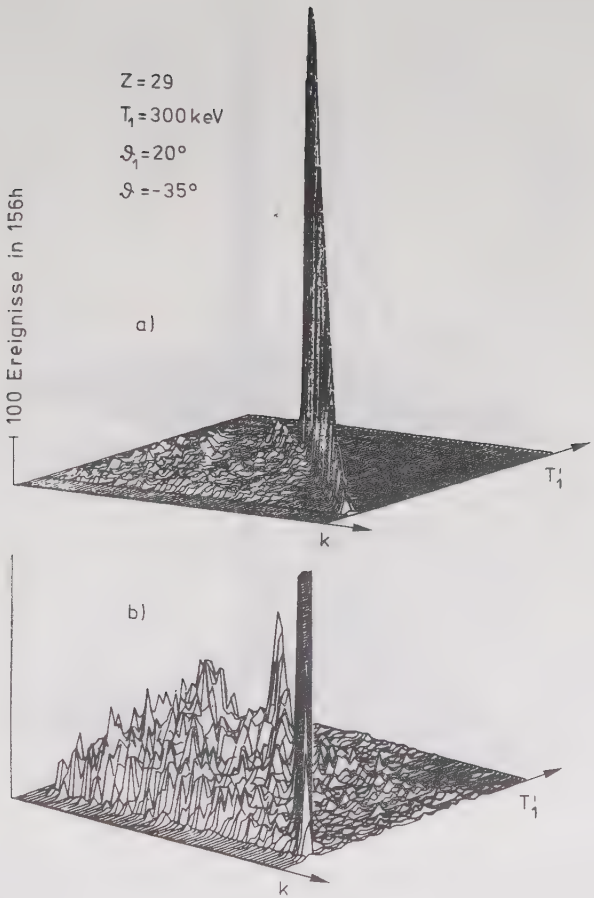

Fig.15 Differenzspektrum der Messung an Cu. Die ee-Bremsstrahlung ist in a) nur noch als kleine Erhebung neben der en-Bremsstrahlung zu erkennen. In der auf die Messung an C normierten Darstellung b) hebt sie sich jedoch bei großen Energien T_1' deutlich von der en-Bremsstrahlung und dem durch die Detektoren verursachten Untergrund ab.

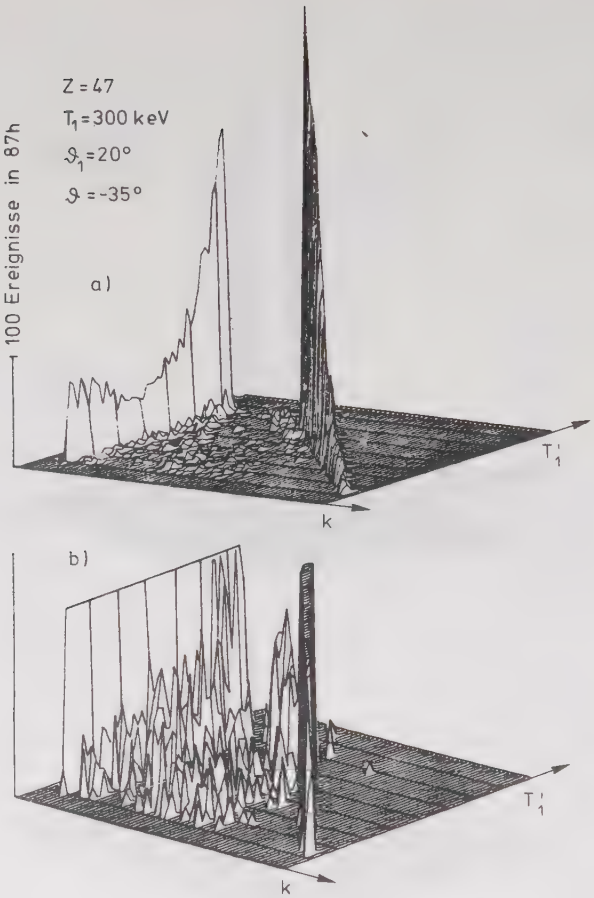

Fig.16 Differenzspektrum der Messung an Ag. Außer der diagonal verlaufenden en-Bremsstrahlung erscheint bei der Energie des in Koinzidenz nachgewiesenen charakteristischen Quants die Ionisation der K-Schale. Der Peak neben der en-Bremsstrahlung hat in der normierten Darstellung b) etwa die gleiche Höhe wie bei den Messungen an C und Cu: er kann der ee-Bremsstrahlung an den 45 äußeren Elektronen zugeordnet werden.

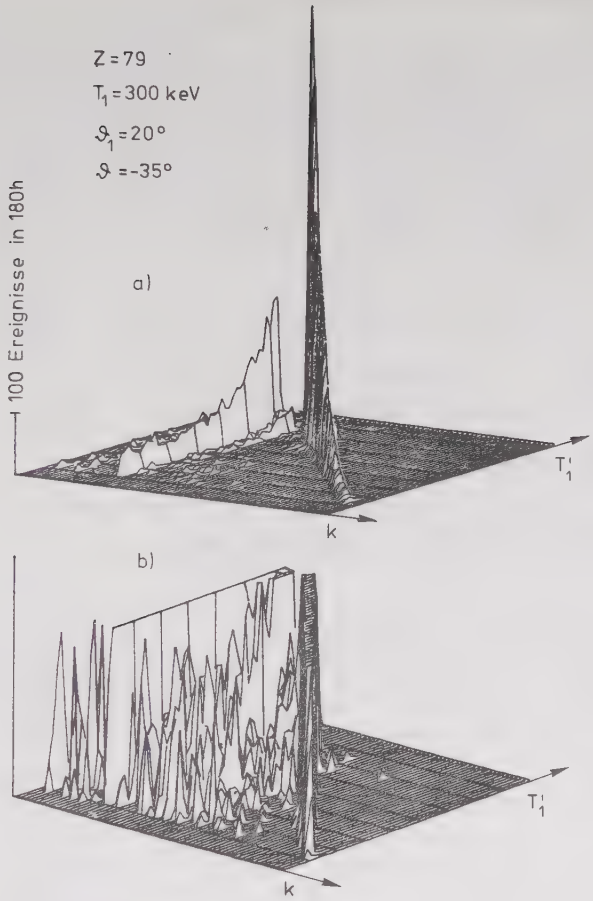

Fig.17 Differenzspektrum der Messung an Au. Im Vergleich zu der Messung an Ag wird in a) noch die Serienstruktur der K-Linie sichtbar. Vergleicht man die normierten Darstellungen b) der Messungen an den vier Elementen, so kann man vermuten, daß auch bei Au der neben der en-Bremsstrahlung liegende Peak durch die ee-Bremsstrahlung verursacht wird.

3.2 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Da die Wirkungsquerschnitte am zweckmäßigsten in Abhängigkeit von T_1' wiedergegeben werden, wurden die Kanalinhalte zunächst in K-Richtung aufsummiert. Durch zusätzliche Summierung in T_1'-Richtung und Mitteilung ergab sich eine Verringerung der statistischen Schwankungen. (Hier zeigt sich ein weiterer Vorteil der 2p-Messung gegenüber der 1p-Messung, denn bei letzterer steht einem ja nur ein Schnitt parallel zur k-Achse zur Verfügung.)

Die Wirkungsquerschnitte ergeben sich dann gemäß

$$\text{(Gl.9a)} \quad \frac{d^3\sigma}{dT_1' d\Omega_e d\Omega_\gamma} = \frac{N_c}{N_o \cdot D \cdot a_e \cdot \Delta\Omega_e \cdot \Delta T_1' \cdot a_\gamma \cdot \Delta\Omega_\gamma}$$

für die Bremsstrahlungsprozesse, und

$$\text{(Gl.9b)} \quad \frac{d^2\sigma}{dT_1' d\Omega_e} = \frac{4\pi N_c}{N_o \cdot D \cdot a_e \cdot \Delta\Omega_e \cdot \Delta T_1' \cdot a_\gamma \cdot \Delta\Omega_\gamma \cdot \omega_k}$$

für die Ionisation der K-Schale.

Dabei ist N_c die Zahl der Koinzidenzen, N_o die Zahl der auftretenden Elektronen, D die Flächendichte der Targetatome, a_e und a_γ die Ansprechwahrscheinlichkeiten im Elektronen- und Photonenzweig, $\Delta\Omega_e$ und $\Delta\Omega_\gamma$ die Raumwinkel, $\Delta T_1'$ die Kanalbreite im Elektronenzweig und ω_k die Fluoreszenzausbeute bei der Ionisation der K-Schale.

Für die en-Bremsstrahlung wurden die theoretischen Werte nach G. Elwert und E. Haug (22) unter Berücksichtigung der Abschirmung berechnet. Der Wirkungsquerschnitt der ee-Bremsstrahlung wurde nach E. Haug (23) und die Ionisation der K-Schale nach J.N. Das (24) bzw. nach J.N. Das und A.N. Konar (25) berechnet. Herrn Dr. E. Haug möchte ich an dieser Stelle für das zur Verfügung gestellte Programm danken. Die Ergebnisse sind in den Fign.18-21 (Bremsstrahlung) und in den Fign.24,25 (Ionisation) dargestellt.

3.3 Meßparameter und Fehler

In Tab. 1 sind die Parameter der Messungen zusammengestellt. Die in den Figuren eingezeichneten Fehlerbalken sind das quadratische Mittel aus statistischem und systematischem Fehler. Die einzelnen systematischen Fehler können ebenfalls Tab.1 entnommen werden. Der Abszissenfehler wurde mit Hilfe der theoretischen Wirkungsquerschnitte in den entsprechenden Ordinatenfehler umgerechnet. Auf gleiche Weise wurden die Auswirkungen der Fehler von T_1, ϑ_1 und ϑ auf das Endergebnis abgeschätzt.

Der Einfluß der Mehrfachstreuung wurde von E. Pankau (5) bei Z=6 für die ee- und die en-Bremsstrahlung mit ca. 1 % abgeschätzt (bei den gleichen Meßparametern). Die Messung von K. Kreuzer und W. Nakel (2) zeigt, daß für diese Parameter bei Au für eine Targetdicke bis zu 70 $\mu g/cm^2$ noch keine Abweichung von der Proportionalität von N_c und D auftritt.

Die Herstellung und Dickenbestimmung der Ag- und Au-Targets wurde von G. Beck (26) durchgeführt. Der Fehler für Gold ist dabei am kleinsten, weil sich die über den Energieverlust von α -Teilchen bestimmte Massenbelegung gut durch Wägung bestätigen ließ. Für die C-Targets möchte ich mich bei Herrn Dipl. Chem. H. Wirth vom MPI für Kernphys. in Heidelberg und für die Cu-Targets bei Herrn Dipl. Phys. H.A. Folger, GSI Darmstadt, bedanken. Die Massenbelegungen dieser Targets wurden ebenfalls durch die Messung des Energieverlusts von α -Teilchen bestimmt. Die Verhältnisse der so gewonnen Targetdicken stimmten außerdem mit den Verhältnissen der normierten Monitorzählraten überein.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit im Elektronenzweig entspricht den Angaben von M.J. Berger et al.(27), die Fluoreszenzausbeute ist den Tabellen von W. Bambynek et al.(28) entnommen.

Zur Entfaltung der Spektren der K-Ionisation wurde, beginnend mit dem höchsten Kanal m, der Inhalt auf 100 % ergänzt, und die Differenz gleichmäßig verteilt von den darunterliegenden Kanälen abgezogen:

$$x_i = x_i / a_e \qquad ; i \leqq m$$

$$x_j = x_j - (1-a_e) \cdot x_i/(i-1) \qquad ; j \leqq i-1 .$$

Tab.1 Meßparameter und Fehler. I: Stromstärke, t: Meßzeit. Die weiteren Bezeichnungen siehe Gln. 9a,b.

$T_1 = 300$ keV ± 1%, $\vartheta_1 = 20^o$ ± 1%, $\vartheta = -35^o$ ± 1%
$\Delta\Omega_e = 1{,}36$msr ± 5%, $\Delta\Omega_\gamma = 2{,}28$ msr ± 3%, $a_e = 0{,}85$ ± 3%
$\Delta T_1' = 4{,}05$keV ± 1%

Z	I(nA)	D(μg/cm^2)	t(10^5s)	a_γ	ω_K
6	156±3%	40±6%	3,35	s.Fig.11b	
29	29,2±3%	58±6%	5,63	±10%	
47	12,1±3%	54±8%	3,14	s.Fig.11a	0,834±3%
79	6,80±3%	64±5%	6,48	±10%	0,96 ±3%

Eine Verringerung des Fehlers wäre in erster Linie durch eine genauere Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Photonendetektors möglich. Es bietet sich aber auch die an Kohlenstoff gemessene en-Bremsstrahlung als Referenz für eine Relativmessung an, was der in Fig.11b gestrichelt einzeichneten Kurve entspräche.

4. Diskussion

4.1. Die Elementarprozesse der Bremsstrahlung

Den Messungen von L. Metzger (29) und J.D. Faulk und C.A. Quarles (30) zur en-Bremsstrahlung kann man entnehmen, daß bei großem Z die Theorie den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von den Beobachtungswinkeln entweder über- oder unterschätzt. Es überrascht demnach nicht, wenn es Winkel gibt, bei denen Theorie und Messung sich so nahe kommen wie im vorliegenden Fall. Das von Z abhängige Maximum ist nach der Theorie nur in der Nähe der hier verwendeten Winkelkombination zu beobachten. Für dieses Maximum konnte bisher keine anschauliche Deutung - etwa besondere Werte für $\vec{q}$ - gefunden werden.

Da die Theorie bei kleinem Z nur mit einem geringen Fehler behaftet ist, stellt die gleichzeitige Beobachtung verschiedener Prozesse und die gute Übereinstimmung von Theorie und Messung für Z=6 und Z=29 eine gute Grundlage für zukünftige höher auflösende Messungen der ee-Bremsstrahlung und der K-Ionisation dar. Darüberhinaus eröffnet sich die Möglichkeit, durch den koinzidenten Nachweis von zwei Elektronen, also durch den Aufbau eines zweiten Elektronenzweiges, die Spektren der ee-Bremsstrahlung und der Ionisation innerer Schalen von dem der en-Bremsstrahlung völlig zu trennen.

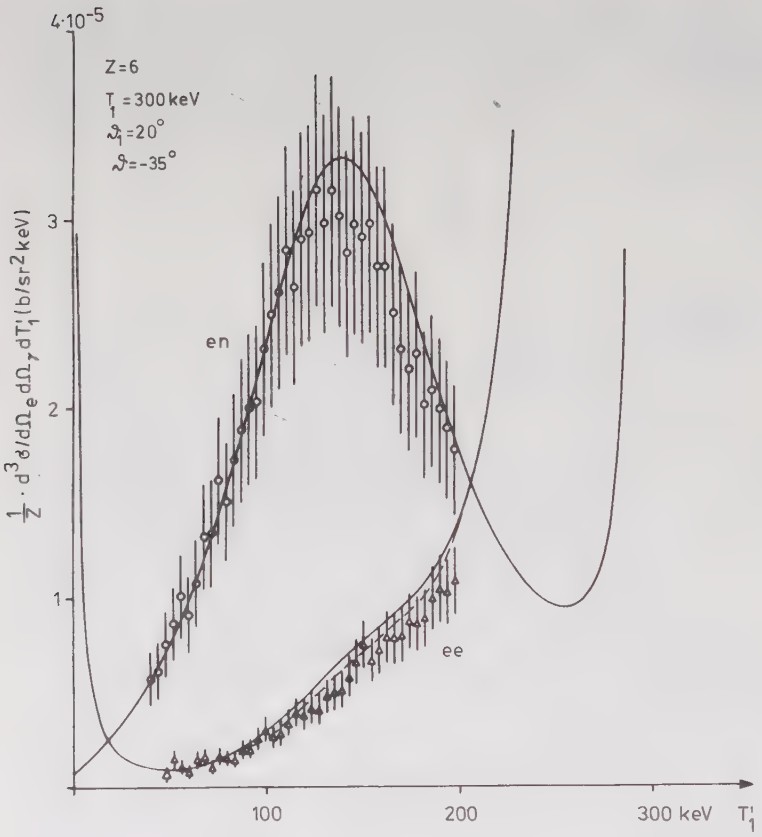

Fig.18 Wirkungsquerschnitte der en- und ee-Bremsstrahlung an Kohlenstoff. o: en, △ : ee. Theoretische Spektren nach (22) und (23). Gestrichelt: Berücksichtigung des Elwertfaktors für die ee-Bremsstrahlung. Meßparameter siehe Tab.1. Fehlerbalken: quadratisch gemittelter Gesamtfehler.

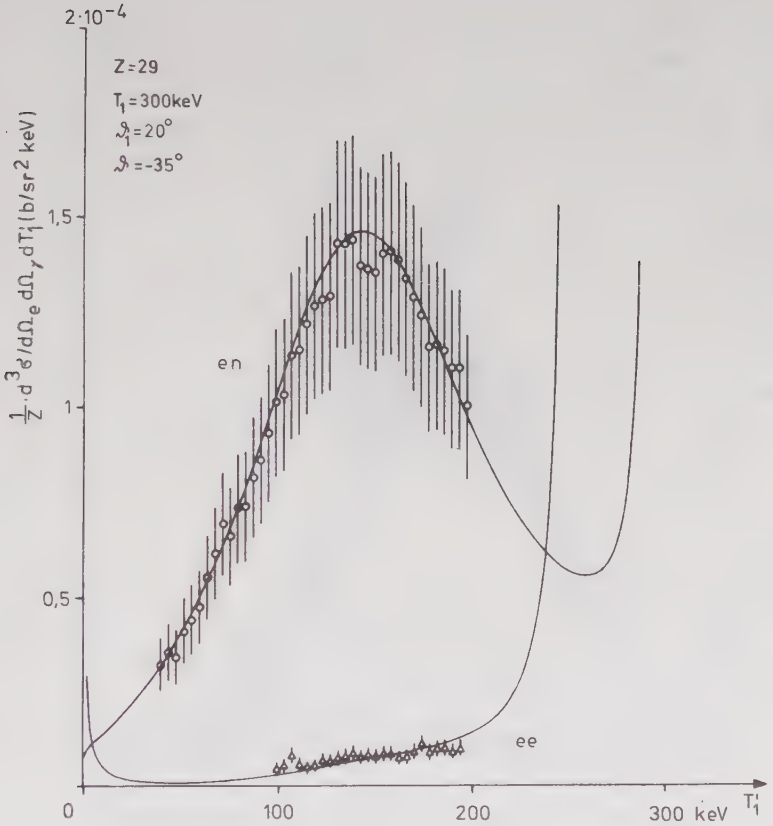

Fig.19 Wirkungsquerschnitte der en(o)- und ee(△)-Bremsstrahlung an Kupfer. Meßparameter siehe Tab.1. Fehlerbalken: quadratisch gemittelter Gesamtfehler. Theoretische Spektren nach (22) und (23).

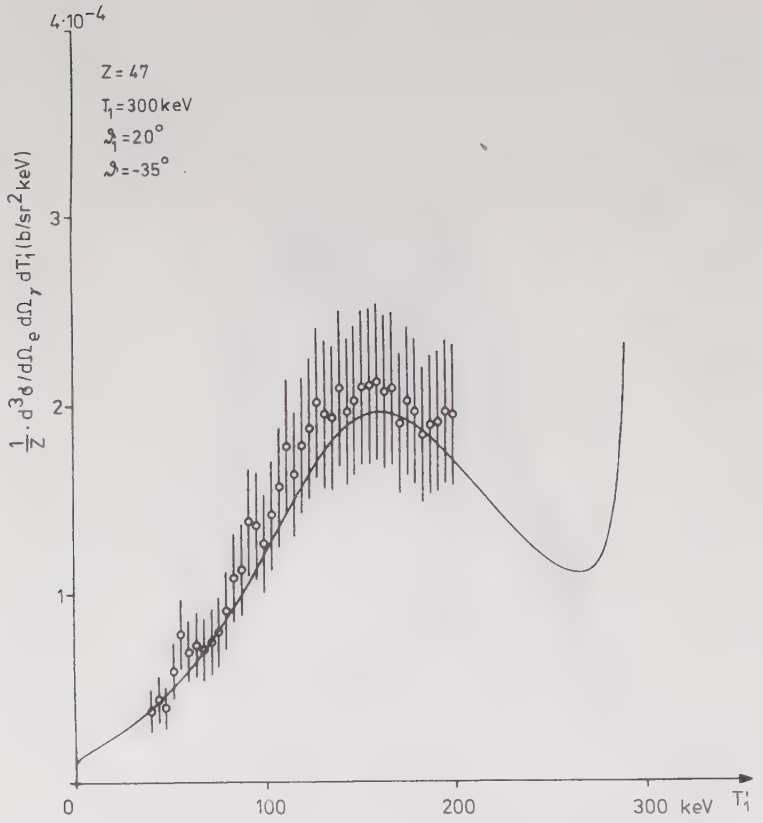

Fig.20 Wirkungsquerschnitt der en-Bremsstrahlung an Silber. Meßparameter siehe Tab.1. Fehlerbalken: quadratisch gemittelter Gesamtfehler. Theoretisches Spektrum nach (22), Abschirmung berücksichtigt.

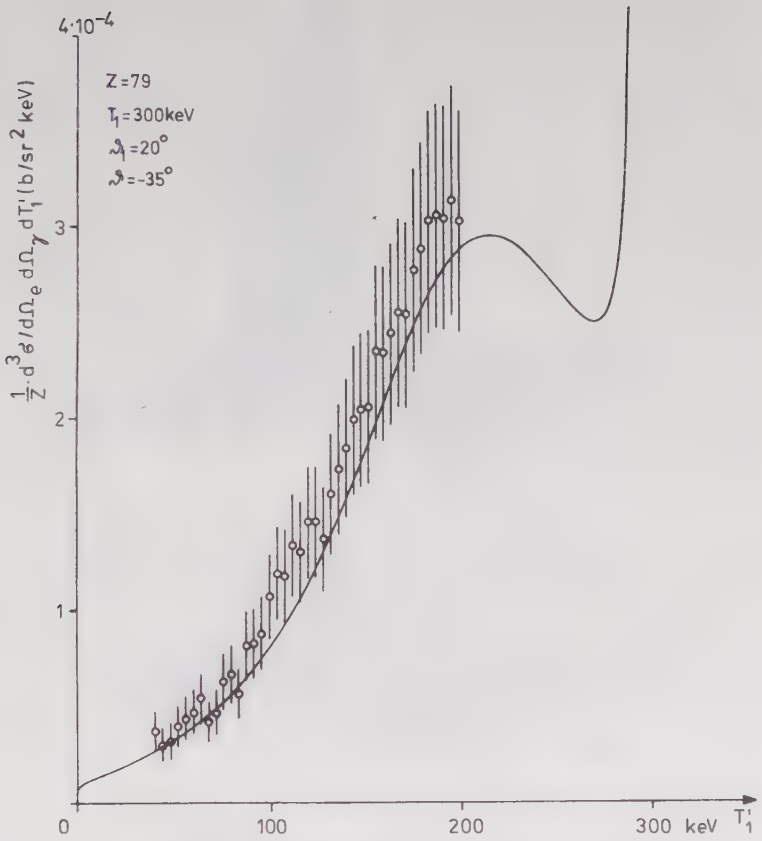

Fig.21 Wirkungsquerschnitt der en-Bremsstrahlung an Gold. Meßparameter siehe Tab.1. Fehlerbalken: quadratisch gemittelter Gesamtfehler. Theoretisches Spektrum nach (22), Abschirmung berücksichtigt.

Wie sich die Bindung der Atomelektronen auf die Spektren der ee-Bremsstrahlung auswirken kann, zeigen die Fign.22-23. Diese ersten Abschätzungen beruhen auf den folgenden Annahmen:

Der Stoß der beiden Elektronen wird als Zweikörperproblem (im Anfangszustand) behandelt. Gegenüber dem Stoß am freien und ruhenden Elektron wird jedoch bei der Energieerhaltung die Bindungsenergie I und bei der Impulserhaltung der Impuls $\vec{p}_2$ des Atomelektrons berücksichtigt. Es wird dabei wegen der Kürze der Wechselwirkung (Impulsapproximation) kein Impuls auf den Kern übertragen, was allerdings vorstellbar wäre, wenn sich das Atomelektron im Moment des Stoßes sehr nahe am Kern befindet (31,32) Für die Ionisation (k=0) erhält man so ein im Wesentlichen richtiges Spektrum, wenn man die Impulsverteilung des Wasserstoff-Elektrons benützt (33); sie ist in Gl.10 wiedergegeben.

$$(\text{Gl.10}) \quad |\Psi_H(\vec{p}_2)|^2 \sim \frac{a_n^5}{(a_n^2 + p_2^2)^4}$$

Darin kann $\vec{p}_2$ durch $\vec{p}_2'$ ausgedrückt werden. Die Integration über den Winkel, den $\vec{p}_2'$ mit dem Impulsübertrag $\vec{t}$ einschließt, liefert dann die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron mit dem Impuls $\vec{p}_1'$ nachzuweisen (ohne Austausch). Das Integral kann geschlossen angegeben werden und ist:

$$(\text{Gl.11}) \quad F = \int_0^{\pi} |\Psi_H(\vec{p}_2')|^2 d\vartheta_2' \sim \frac{a_n^5}{6p_2' t} \cdot \frac{[(t+p_2')^2 + a_n^2]^3 - [(t-p_2')^2 + a_n^2]^3}{[(t-p_2')^2 + a_n^2]^3 \cdot [(t+p_2')^2 + a_n^2]^3}$$

mit $a_n^2 = 2I$, vgl. (34,35) und $t(\vec{p}_1, \vec{p}_1', \vec{k})$, $p_2'(\vec{p}_1, \vec{p}_1', \vec{k})$ vgl. Fig. 3b.

F tritt auch bei den Wirkungsquerschnitten der Ionisation auf und ist dort der Faktor, der die Form des Spektrums in der Nähe der Møller-Energie bestimmt. Wenn die Bindungsenergie klein gegen die Einschußenergie ist, kann F mit der δ-Funktion verglichen werden (36,37,38). Bei zunehmender Bindung verbreitert sich die bei der Møller-Energie erwartete Linie und wird zu kleineren Energien verschoben.

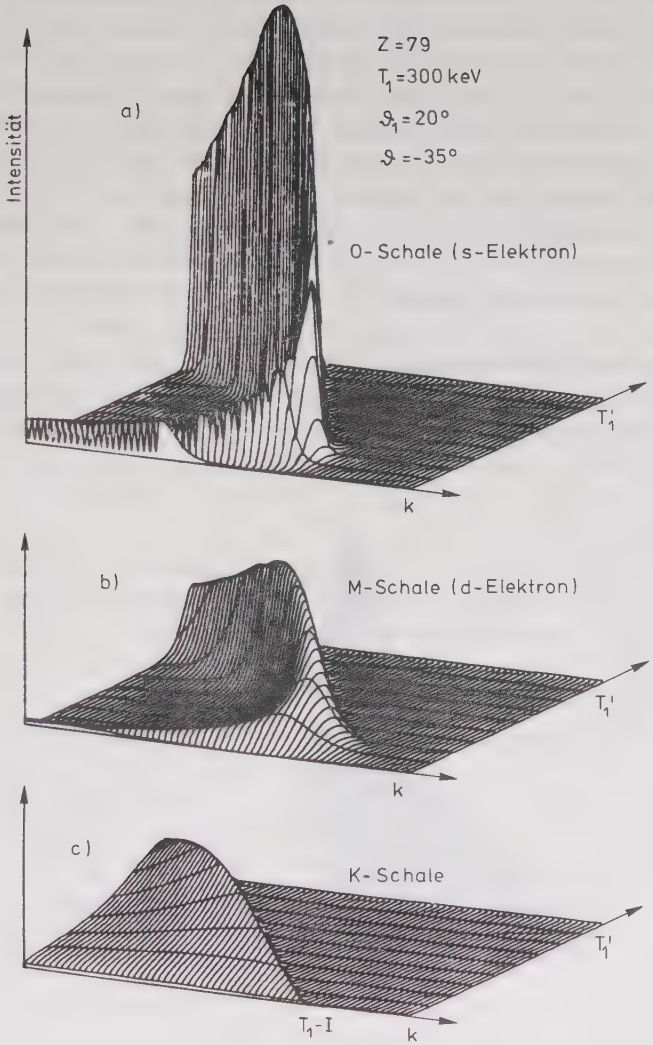

Fig.22 Zur Beeinflussung der ee-Bremsstrahlung durch die Bindung der Gold-Elektronen. a) O-Schale, 387eV, b) M-Schale, 5keV, c) K-Schale, 84keV. Jeweils ein Elektron.

Läßt man die Entstehung eines Quants ($k \neq 0$) zu, so reproduziert F bei kleinen Bindungsenergien die in Gl.4 gegebene Abhängigkeit $k_g(T_1')$ wie in Fig.22a dargestellt. Wird I vergrößert, so werden wegen der sich damit stark verbreiternden Impulsverteilung (Gl.10) auch Prozesse möglich, bei denen sich die Energie des Quants merklich von $k_f(T_1')$ (Gl.3) unterscheidet (vgl.Fig.22b) Mit wachsendem I ähnelt dann die ee-Bremsstrahlung für $k+T_1' \approx T_1 - I$ immer mehr der en-Bremsstrahlung, bei der ja der Kern beliebige Impulse liefern kann. In Fig.22c hat sich deshalb ein zur en-Bremsstrahlung paralleles und um I verschobenes Maximum ausgebildet.

In Fig.22 sind die Wahrscheinlichkeiten für jeweils ein Elektron normiert wiedergegeben. Fig.23 zeigt die Intensitätsverhältnisse, wenn man die Elektronenzahl in den einzelnen Schalen berücksichtigt.

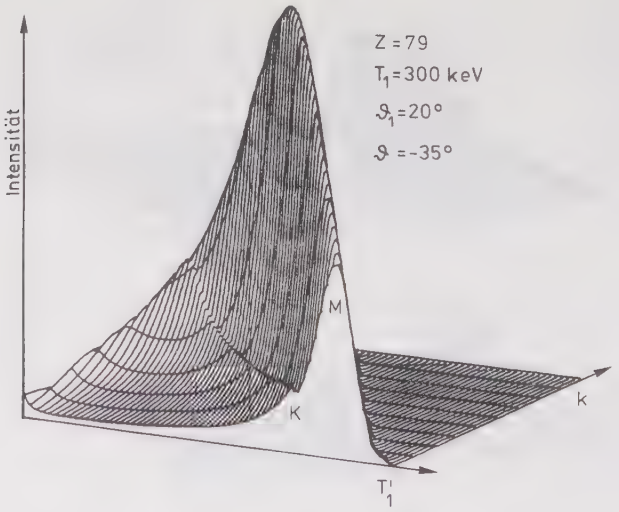

Fig.23 Mögliche Struktur der ee-Bremsstrahlung an Gold für alle Elektronen der K-, L- und M-Schale. Um das Spektrum der Ionisation der K-Schale ($k=0$) sichtbar zu machen, liegt im Gegensatz zu Fig.22 hier die T_1'-Achse vorn.

In den Grenzfällen der Ionisation, der schwachen Bindung und der starken Bindung liefert diese Methode also anschaulich interpretierbare Ergebnisse. Es bleibt allerdings offen, inwieweit diese aus mehr kinematischen Überlegungen gewonnenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen noch eine Gewichtung durch die korrekte Berechnung der Matrixelemente der ee-Bremsstrahlung erfahren, bzw. ob sich zusätzliche Strukturen ergeben können. Um diese Fragen zu beantworten, müßten in der von E. Haug (9) angegebenen Gleichung 3.5 für $d\sigma/d^3p_1' d^3p_2' d^3k$ die Impulsdichte (Gl.10) und die geänderten Erhaltungssätze vor der Integration über d^3p_2' berücksichtigt werden. Quantitative Aussagen, die man durch einfache Multiplikation des Wirkungsquerschnittes für das freie Elektron mit F (Gl.11) erhielte, wären nur für kleine I sinnvoll, da der von E. Haug (9) angegebene Ausdruck A (3.14 dort) die Energie- und Impulserhaltung im Falle des freien Elektrons impliziert.

Einen weiteren Anhaltspunkt für die Behandlung dieses Problems geben die Arbeiten von D.A. Owen (39) zur Berechnung der Compton-Streuung am gebundenen Elektron. Dort werden die relativistischen Eigenfunktionen des H-Elektrons verwendet, was auch gegenüber den Rechnungen von J.N. Das (24,25) und J.W. Cooper und H. Kolbenstvedt (40) eine Verbesserung darstellt.

Durch die Einbeziehung der Impulsverteilung des Atomelektrons in die Überlegungen werden jedoch auch ohne eine exakte Rechnung zwei Aussagen möglich:

1. Bei der Faltung von $|\psi_H(\vec{p}_2)|^2$ mit dem Betragsquadrat des Matrixelements der ee-Bremsstrahlung muß auch bei großer Bindungsenergie eine starke Auslöschung der in den Fign.22,23 gezeigten Verteilungen für $k \neq k_g$ eintreten. Dies ergibt sich aus der Integration dieser Verteilungen über k und ϑ, die ein Maximum bei mittleren Energien ($T_1' \approx 1/2 T_M$) liefert. Eine solche Integration entspricht einem Experiment, bei dem das ee-Quant nicht beobachtet wird, die zugehörigen Prozesse sind also in den 2p-Spektren von Ag und Au bei der Energie des charakteristischen Quants zu finden. Da aber die dort auftauchende Linie bei mittleren Energien T_1' ein Minimum hat, heißt das, daß nur Prozesse mit $k \approx 0$ einen merklichen Beitrag liefern (vgl. Fig.23).

2. In der Nähe der durch Gl.4 (Energie des ee-Quants bei gebundenem Elektron) gegebenen Energien k und T_1' kann das Verhältnis der Intensitäten in den einzelnen Schalen abgeschätzt werden. Unter der Annahme, daß das Herausschlagen des Elektrons und die Emission des Bremsquants zwei voneinander unabhängige Prozesse sind, läßt sich aus den Fign.22,23 für zukünftige Messungen ablesen, daß die Prozesse, die an inneren Schalen stattfinden, nicht nur wegen der geringeren Zahl der Elektronen, sondern wegen der starken Verflachung der Maxima schwieriger nachzuweisen sind. Allerdings bietet die durch die Energieerhaltung bedingte Kante einen Ansatzpunkt für Messungen der ee-Bremsstrahlung an stark gebundenen Elektronen.

In jedem Fall erkennt man so, daß eine Messung der ee-Bremsstrahlung an gebundenen Elektronen nur dann zu detaillierten Aussagen führt, wenn sie an einzelnen Schalen vorgenommen wird, da sonst die ee-Bremsstrahlung insgesamt in dem durch die en-Bremsstrahlung verursachten Untergrund verschwindet (bei großem Z) und die Bremsstrahlung an stärker gebundenen Elektronen nicht vor der an schwächer gebundenen getrennt werden kann. Nur durch den Nachweis des zugehörigen charakteristischen Quants in dreifacher Koinzidenz wird es also möglich sein, den Einfluß der Bindung auf die ee-Bremsstrahlung zu messen. Ob die Verbreiterung der Peaks bei der ee-Bremsstrahlung an Cu allein auf die im Vergleich zu C nur wenig größere Bindungsenergie zurückzuführen ist, kann erst dann entschieden werden, wenn man den Einfluß der Mehrfachstreuung auf die Peakform durch Messungen bei verschiedenen Targetdicken genauer bestimmt.

4.2. Die Ionisation der K-Schale

In den Messungen von G. Missoni et al. (21) werden die Ionisationsprozesse nicht nach den Schalen, in denen sie stattgefunden haben, getrennt. Nachdem die Prozesse an den äußeren Schalen stark überwiegen, können somit Aussagen über die Gültigkeit der Formel von J.W. Cooper und H. Kolbenstvedt (40) nur

für kleine Bindungsenergien gemacht werden. (Wegen des vergleichsweise großen Wirkungsquerschnittes der Ionisation ist dort auch der Fehler, der durch die Vernachlässigung der Bremsstrahlungs-Elektronen gemacht wird, am geringsten). Die bei der Bestimmung des Untergrundes der zufälligen Koinzidenzen gewonnenen Elektronenspektren (vgl. Fig.13b) könnten für eine Relativmessung der Ionisation von C, Cu, Ag und Au ausgewertet werden. Der koinzidente Nachweis der charakteristischen Quanten im Falle von Silber und Gold bietet jedoch die Gelegenheit, die Ionisation der K-Schale ohne die in (21) erwähnten Fehler zu bestimmen.

Zum Zeitpunkt der hier durchgeführten Messungen an Silber und Gold lagen zum zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt der Ionisation der K-Schale nur die Messungen von C.A. Quarles und J.D. Faulk (41) vor. Die Autoren vergleichen in dieser Arbeit ihre Theorien von J.N. Das (24) und J.W. Cooper und H. Kolbenstvedt (40). Sie wählten dazu mit einem Magnetspektrometer die Energie des inelastisch gestreuten Elektrons aus und erhielten so für Silber bei einem Streuwinkel von 45° zwei Meßpunkte, von denen einer in der Nähe des Schnittpunktes der sich kreuzenden theoretischen Kurven liegt (bei der halben Einschußenergie), und der zweite eine Größenordnung über der Kurve von J.N. Das und zwei Größenordnungen über der Kurve von J.W. Cooper und H. Kolbenstvedt (bei hohen Energien). Demgegenüber hat man bei der hier besprochenen Messung den Vorteil, daß über 40 Meßpunkte, die in einer einzigen Messung gewonnen wurden und durch den gleichzeitigen Nachweis anderer Prozesse abgesichert sind, mit der Theorie verglichen werden können. Da J.W. Cooper von einer Verwendung der in (40) gegebenen Formel bei den vorliegenden Parametern abriet (private Korrespondenz), wurde vorläufig von einer Programmierung der einigermaßen umfangreichen Formel abgesehen. Der freundlichen Unterstützung von Dr. J.N. Das, Calcutta, ist es zu verdanken, daß die bei der Programmierung der in (24) und (25) angegebenen Formeln auftretenden Mehrdeutigkeiten beseitigt werden konnten (die von Das beabsichtigte Veröffentlichung mit einer vollständigen Auflistung der in den Formeln vorkommenden Größen war unterblieben und die Begriffe "scattered electron" und

"ejected electron" werden nicht von allen Autoren gleich interpretiert).

Aus diesen Gründen werden die Meßergebnisse nur mit den theoretischen Vorhersagen von J.N. Das verglichen. Die in den Fign.24,25 mit "D" bezeichneten Kurven entsprechen der Formel von J.N. Das (24), in der für das stoßende Elektron und das mit hoher Energie auslaufende Elektron (scattered electron) relativistische ebene Wellen benützt werden. Das K-Elektron wird durch die nichtrelativistische Wasserstoff-Wellenfunktion beschrieben, und für das mit niederer Energie auslaufende Elektron (ejected electron) wird die nichtrelativistische Coulomb-Wellenfunktion benützt. Die Formel berücksichtigt den Austausch in Ochkur-Approximation, gilt also insbesonders nicht ausschließlichh für das "scattered electron" (im Ggs. zu der Feststellung in (41)), sie muß jedoch zum Vergleich mit der Messung an der K-Schale mit dem Faktor 2 multipliziert werden.

Wie von A.N. Konar (42) dargelegt, kann aus zwei Gründen nicht erwartet werden, daß diese Formel, d.h. die Kurve "D", die Verhältnisse bei niedrigeren Energien richtig wiedergibt:
1. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt wird aus der Integration über die Richtung der niederenergetischen Elektronen gewonnen, wobei der Austausch nur näherungsweise berücksichtigt wird. Das heißt, daß das durch die Kurve "D" wiedergegebene Spektrum der nachgewiesenen Elektronen in erster Linie den Anteil der hochenergetischen Elektronen enthält.
2. Die niederenergetischen Elektronen selbst werden durch die Verwendung nicht relativistischer Eigenfunktionen nur näherungsweise dargestellt.

Aus 2. geht hervor, daß es unter diesen Voraussetzungen nicht sinnvoll wäre, den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt über die Richtungen der hochenergetischen Elektronen zu integrieren. Dadurch würde zwar der durch die Ochkur-Approximation verursachte Fehler für niedrigere Energien geringer, es bliebe aber der durch die nichtrelativistischen Wellenfunktionen bedingte Fehler. Um die Näherung zu verbessern, wurde deshalb von J.N. Das und A.N. Konar (25) der dreifach differentielle Wir-

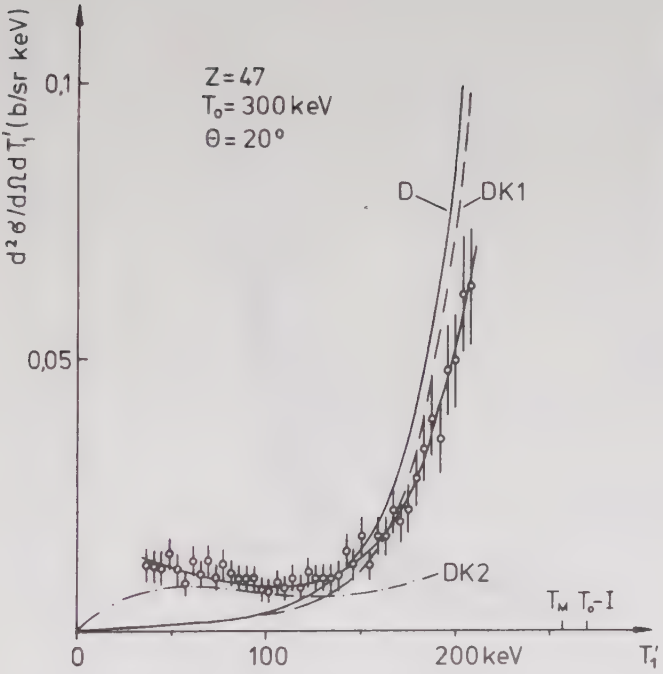

Fig.24 Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt der Ionisation der K-Schale von Silber in Abhängigkeit von der Energie des unter 20° beobachteten Elektrons. Die Kurven "D", "DK1" und "DK2" sind im Text besprochen.

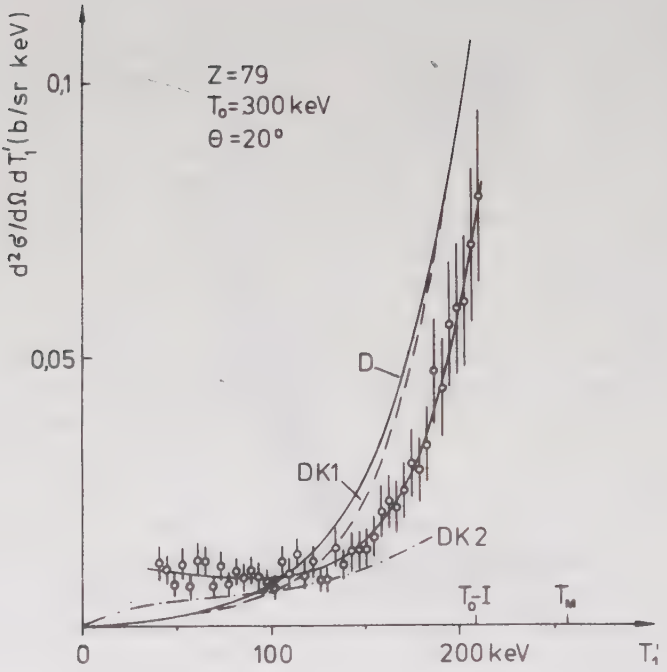

Fig.25 Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt der Ionisation der K-Schale von Gold in Abhängigkeit von der Energie des unter 20° beobachteten Elektrons. Die Kurven "D", DK1" und "DK2" sind im Text besprochen.

kungsquerschnitt mit Sommerfeld-Maue-Eigenfunktionen für das niederenergetische Elektron berechnet. Die sich so ergebende Formel kann analytisch über die Richtungen des niederenergetischen Elektrons integriert werden und liefert so den in den Fign.24,25 durch die Kurve "DK1" wiedergegebenen Wirkungsquerschnitt. (Der in (25) nicht wiedergegebene umfangreiche Ausdruck und das zugehörige Programm wurden in dankenswerter Weise von Dr. J.N. Das zur Verfügung gestellt.) Für hohe Energien unterscheidet sich die Kurve "DK1" nur wenig von der Kurve "D", weil dort der Beitrag der niederenergetischen Elektronen vernachläßigt werden kann. In diesem Bereich unterscheiden sich also Theorie und Messung weiterhin um etwa 50 %.

Um den Vergleich auch bei niederen Energien durchführen zu können, wurde der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt von (25) über die Richtungen des hochenergetischen Elektrons numerisch integriert. In diesem Fall sieht man - besonders bei Ag, Fig.24 - eine deutliche Abhebung der durch die Kurve "DK2" wiedergegebenen theoretischen Werte bei niederen Energien und den Fehler der Ochkur-Approximation bei hohen Energien.

Bis hier wurde noch nicht berücksichtigt, daß in der bei der Energie des charakteristischen Quants auftretenden Linie auch die Ereignisse enthalten sind, bei denen ein Bremsquant emittiert wird. Zur Abschätzung des dadurch entstehenden Fehlers wurde deshalb der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung am freien Elektron (23) numerisch über die kinematisch möglichen Richtungen und Energien des ee-Bremsquants ergibt sich damit ein Anteil von etwa 3% bei mittleren Energien T_1' und etwa 5% bei kleinen und großen Energien T_1'. Eine weitere Extrapolation in Richtung der Møller-Energie oder für sehr kleine T_1' wäre nicht sinnvoll, da dort der theoretische Wirkungsquerschnitt divergiert (langwellige Grenzen im Photonenspektrum). Diese Korrektur würde also die gefitteten Kurven in den Fign.24,25 noch etwas weiter von den theoretischen Kurven entfernen.

Zusammenfassend läßt sich zur Ionisation der K-Schale sagen, daß die berechneten und die gemessenen Spektren zwar den gleichen Trend aufweisen, daß aber die bestehenden Diskrepanzen erst durch weitere Messungen geklärt werden können. Dafür kommen Messungen des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnittes insbesondere an den Enden des Spektrums in Frage. Noch aufschlußreicher wäre aber die Beobachtung des Elementarprozesses, d.h. die Messung des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes. Der Vergleich dieser Meßwerte mit den nach (25) berechneten Werten würde dann eine unmittelbare Abschätzung der Fehler erlauben, die durch die Ochkur-Approximation bzw. durch die Wellenfunktion des "ejected electron" verursacht werden.

Zusammenfassung

In einer zweiparametrigen Absolutmessung wurden die dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte der Elektron-Kern-(en-) Bremsstrahlung an C, Cu, Ag und Au und der Elektron-Elektron-(ee-) Bremsstrahlung an C und Cu in Abhängigkeit von der Energie der gebremsten Elektronen und der Energie der Bremsquanten bestimmt. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt der Ionisation der K-Schale wurde für Ag und Au in Abhängigkeit von der Energie des auslaufenden Elektrons absolut gemessen.

Dazu wurden Elektronen mit einer Energie von 300keV auf Targets mit einer Massenbelegung zwischen 40 und 60 $\mu g/cm^2$ geschossen und die erzeugten Elektronen unter 20°, die Photonen unter -35° beobachtet. Die Photonen wurden mit einem Ge(Hp)-Detektor nachgewiesen, die Elektronen mit einem Oberflächen-Sperrschicht-Detektor.

Um die elastisch gestreuten Elektronen und Bremsquanten vom Elektronendetektor fernzuhalten, wurde ein nicht dispersiver Magnet konstruiert, der zwischen Target und Detektor eingesetzt wurde. Mit diesem Magnet konnten die inelastisch gestreuten Elektronen innerhalb eines Raumwinkels von 1,36msr auf einen Detektor mit einer Fläche von $50mm^2$ ($8mm^{\emptyset}$) fokussiert werden. Dadurch wurde eine simultane Beobachtung der Bremsstrahlungs- und Ionisationsprozesse in einem Bereich von 40keV bis 200keV Elektronenenergie ermöglicht. Aufgrund ihrer verschiedenen Kinematik treten in diesem Bereich die drei Prozesse eindeutig nach ihrer Photonenenergie voneinander getrennt auf.

Bei den vorliegenden Paramtern stimmen die gemessenen Spektren der en-Bremsstrahlung mit den von Elwert und Haug (22) berechneten für alle vier Elemente innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm$20%) überein. Das Gleiche gilt für den Vergleich der gemessenen Spektren der ee-Bremsstrahlung an C und Cu mit den Rechnungen von Haug (23). Bei diesen beiden Elementen konnten die beiden Bremsstrahlungsprozesse allein aufgrund ihrer verschiedenen Kinematik getrennt werden.

Die sich im Falle von Ag und Au andeutenden Koinzidenzereignisse der ee-Bremsstrahlung wurden wegen des von der en-Bremsstrahlung erzeugten hohen Untergrundes nicht ausgewertet. Nach einer Erweiterung der Apparatur durch einen zweiten Elektronenzweig können jedoch die an der Hülle stattfindenden Prozesse durch Elektron-Elektron-Koinzidenz von den Elektron-Kern-Stößen getrennt werden.

Der Einfluß der Bindung des Atomelektrons auf das Spektrum der ee-Bremsstrahlung wurde mit Hilfe der Impulsverteilung des K-Elektrons nach Fock (33) abgeschätzt. Daraus ergab sich, daß bei Bindungsenergien von wenigen keV bei den vorliegenden Parametern nur mit einer geringen Linienverbreiterung zu rechnen ist (in Übereinstimmung mit den Messungen an C und Cu). Bei der Bremsstrahlung an den inneren Schalen von Ag und Au ist dagegen in Analogie zur Ionisation eine starke Beeinflussung des Spektrums durch die Elektronenbindung zu erwarten. Für eine weitergehende Differenzierung wird jedoch die koinzidente Beobachtung des der ee-Bremsstrahlung folgenden charakteristischen Quants bzw. Auger-Elektrons erforderlich sein, da die Intensität der Bremsstrahlung an den äußeren Schalen stark überwiegt.

Die gleichzeitig gemessenen Wirkungsquerschnitte der K-Schalen-Ionisation von Ag und Au weichen bei den Parametern dieser Messung vor allem an den Enden der Spektren merklich von den Rechnungen von Das (24) und Das und Konar (25) ab. Eine Verbesserung der Zeitauflösung bei niederen Elektronen- und Photonenenergien würde eine Messung am niederenergetischen Ende des Elektronenspektrums und für schwächer gebundene Elektronen erlauben, wodurch eine gezieltere Untersuchung der vorhandenen Diskrepanzen ermöglicht würde. Schließlich können von Messungen des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes der K-Ionisation weitere detaillierte Auskünfte über die Gültigkeit der verwendeten Näherungen erwartet werden.

Literaturverzeichnis

(1) W. Nakel, Zeitschrift für Physik 214 (1968) 168.

(2) K. Kreuzer und W. Nakel, Physics Letters 34A (1971) 407.

(3) W. Nakel und E. Pankau Physics Letters 38A (1972) 307.

(4) W. Nakel und E. Pankau Z. Phys. A274 (1975) 319.

(5) E. Pankau Dissertation Tübingen (1975).

(6) J.W. Motz Phys. Rev. 100 (1955) 1560.

(7) N. Starfelt und H.W. Koch Phys. Rev. 102 (1956) 1598.

(8) D.H. Rester Nucl. Phys. A118 (1968) 129.

(9) E. Haug Habilitation Tübingen (1975).

(10) M. Komma Nucl. Instr. and Meth. 154 (1978) 271.

(11) H.A. Enge, Focusing of charged particles (ed. A. Septier; Academic Press, New York, 1967) vol.2, ch.4.2.

(12) A.P. Banford, The transport of charged particle beams (E. & F.N. Spon Ltd., London, 1966).

(13) P. Ciuti und F. de Guarrini, Nucl. Instr. and Meth. 98 (1972) 361.

(14) V.P. Belov and A.M. Kokorin, Soviet Phys.-Techn. Phys. 14 (1970) 1520.

(15) H. Wieleitner, Spezielle ebene Kurven, Spamersche Buchdruckerei, Leipzig 1908.

(16) H.A. Enge und S.B. Kowalski, Recent Spectrograph Design Work Utilizing a Fourth-order Ray-tracing Program Proc. 3rd Int. Conf. on Magnet Technologie, 19/20.05.69, Hamburg (1970).

(17) H. Ejiri, T. Shibata, Y. Nagai und S. Nakayama, Nucl. Instr. and Meth. 134 (1976) 107.

(18) H. Ruoff Diplomarbeit Tübingen (1978).

(19) A. Grammer Diplomarbeit Tübingen (1978).

(20) C.E. Dick und J.W. Motz, Phys. Rev. 171 (1968) 75.

(21) G. Missoni, C.E. Dick, R.C. Placious und J.W. Motz, Phys. Rev. A 2 (1970) 2309.

(22) G. Elwert und E. Haug, Phys. Rev. 183 (1969) 90.

(23) E. Haug, Z. Naturforsch. 30a (1975) 1099.

(24) J.N. Das, Nuov. Cim. 12B (1972) 197.

(25) J.N. Das und A.N. Konar, J. Phys.B: Atom. Molec. Phys. 7 (1974) 2417.

(26) G. Beck Zulassungsarbeit Tübingen (1976).

(27) M.J. Berger, S.M. Seltzer, S.E. Chappel, J.C. Humphreys und J.W. Motz, Nucl. Instr. and Meth 69 (1969) 181.

(28) W. Bambynek, B. Crasemann, R.W. Fink, H.U. Freund, H. Mark, C.D. Swift, R.E. Price und R.P. Venugopala, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 716.

(29) L. Metzger, Dissertation Würzburg (1975).

(30) J.D. Faulk und C.A. Quarles, Phys. Rev. A 9 (1974) 732.

(31) G.W. Ford und C.J. Mullin, Phys. Rev. 110 (1958) 520.

(32) T.A. Weber, R.T. Deck und C.J. Mullin, Phys. Rev. 130 (1963) 660.

(33) V. Fock. Z. Phys. 98 (1935) 145.

(34) J.C. Slater, Phys. Rev. 36 (1930) 57.

(35) H.S. Perlman, Proc. Phys. Soc. (London) 76 (1960) 623.

(36) Ch. Møller, Ann. d. Phys. 14 (1932) 531.

(37) H.S.W. Massey und C.B.O. Mohr, Proc. Roy. Soc. A 140 (1933) 613.

(38) W.W. Wetzel, Phys. Rev. 44 (1933) 25.

(39) D.A. Owen, Phys. Rev. A 16 (1977) 1594.

(40) J.W. Cooper und H. Kolbenstvedt, Phys. Rev. A 5 (1972) 677.

(41) C.A. Quarles und J.D. Faulk, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 859.

(42) A.N. Konar, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 38 (1975) 337.

Lebenslauf

Am 23.1.1947 wurde ich in Wallerstein/Nördl. als Sohn des Prof. Dr.K.M. Komma und seiner Frau Dr. Ch. Komma, geb. Scholze, geboren.
Meine Schulbildung begann ich 1953 an der katholischen Volksschule in Wallerstein und schloß sie 1966 mit dem Abitur am Fr.-List-Gymnasium in Reutlingen ab. Nach zwei Jahren Wehrdienst nahm ich 1968 mein Studium in den Fächern Physik und Mathematik an der Eberhard-Karls-Universität in Tübingen auf. 1970 heiratete ich Jutta Schirmer, im gleichen Jahr wurde unsere Tochter Natalie geboren.
Nach dem Abschluß meines Studiums im Jahre 1974 mit der Prüfung für das Lehramt an Gymnasien (Prüfungsarbeit: "Energie und Dosis von Röntgenstrahlen") begann ich unter der Leitung von Prof. Dr. W. Nakel die vorliegende Arbeit.
1975 wurde unser Sohn David geboren. Im Januar 1978 wurde ich als Studienreferendar am J.-Kepler-Gymnasium in Reutlingen eingestellt (Prüfungsarbeit: "Modellversuche zur Beugung von Röntgenstrahlen"). Seit September 1979 bin ich als Studienassessor am I.-Kurz-Gymnasium in Reutlingen tätig.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: Baumann, Betsch, Braunbeck, Elwert, Fischer, Haug, Kasper, Krüger, Meister, Mitter, Nakel, Pfister, Schaefer, Stumpf, Wieland, Wolf, Zeller.

Herstellung:
Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart-30
Wienerstr. 117, Tel. 81 26 69

Herstellung:
Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart-30
Wienerstr. 117, Tel. 81 26 69